От переводчика

Книга шведского физика Т. Съестранда посвящена проблеме монте-карловского моделирования процессов взаимодействия элементарных частиц высоких энергий и содержит описание версий чрезвычайно популярных генераторов событий PYTHIA 5.6 и JETSET 7.3. Наряду с традиционной частью, содержащей разбор программных элементов и руководство по использованию генераторов, в книге достаточно подробно и на доступном языке обрисованы основные физические идеи, использованные при создании генераторов. Такой подход особенно актуален для тех, кто только начинает работать в области физики высоких энергий и перед первой же попыткой запуска генератора должен сразу усвоить множество новых идей и понятий. Кроме того, ряд затронутых вопросов касается нестандартной ("неустоявшейся") физики, по которой в настоящее время практически отсутствует литература учебного плана: рождение лептокварков, нарушение "горизонтальной" симметрии поколений, модель техницвета и пр. Хотя эти проблемы освещены достаточно кратко, в конце книги приводится обширный список литературы, содержащий ссылки на новейшие оригинальные журнальные статьи и обзоры, так что в случае возникновения каких-либо неясностей заинтересованный читатель всегда сможет найти ответ настолько подробный, насколько он сам захочет углубляться в суть проблемы.

Генератор PYTHIA является активно развивающейся программой, используемой во многих научных центрах мира и поддерживаемой Европейской организацией ядерных исследований (ЦЕРН). Поэтому естественно, что за шесть лет, прошедших с момента выхода в свет версий PYTHIA 5.6 и JETSET 7.3 и соответствующего программного руководства, произошел ряд изменений, отвечающих запросам новых физических экспериментов и отражающих улучшение нашего понимания базовых принципов: обогатилась физика, лежащая в основе генераторов, появились новые программные элементы и были убраны некоторые старые. Однако мы решили остановиться именно на этой версии руководства, по ряду причин. Первая, и основная, заключается в том, что, по словам самого Т. Съестранда, это описание является наиболее полным и законченным документом по сравнению со всеми предыдущими и последующими (для более новых версий в настоящий момент вообще не существует никакой документации, кроме полного списка произведенных изменений).

Вторая причина – более общего характера. Поскольку структура программы тщательно продумана и определяется принципом "открытости" для возможных изменений и принципом "факторизации" задачи в несколько более мелких, решаемых по отдельности, не представляет особого труда внести практически любые изменения, касающиеся как динамики взаимодействия, так и свойств частиц, распадов, формирования адронов и т.д. Так что до тех пор, пока мы верим в справедливость базовых физических принципов генератора, а именно, в стандартную модель электрослабых взаимодействий и применимость квантовой хромодинамики для описания процессов сильных взаимодействий при высоких энергиях (а в этом пока что нет оснований сомневаться), схема моделирования процессов в PYTHIA будет работать, за исключением, быть может, некоторых деталей, которые можно менять, не трогая целого. Следовательно, основная часть изложенного в книге материала еще долго не устареет "морально".

То же можно сказать и о программной реализации генератора. При дальнейшем развитии программы, разумеется, будут добавляться или убираться некоторые элементы (ключи, общие блоки, подпрограммы). Возможно даже, что генератор будет переписан на язык Си, что позволит "разгрузить" оперативную память компьютера и упростить операции с общими блоками (такая процедура имеется в планах автора программы), но в любом случае это не разрушит общую структуру и принцип взаимодействия различных частей программы.

Вкратце основные изменения по сравнению с версиями PYTHIA 5.6 и JETSET 7.3, описанными в книге, таковы.

- В начале 1998 г., как закономерный и давно ожидавшийся итог развития программ, появилась версия PYTHIA 6.1, объединяющая генераторы PYTHIA и JETSET в одну программу. Соответственно, все имена подпрограмм и общих блоков JETSET изменились: первые две буквы в именах $LU \to PY$. Также общие блоки данных LUDATA и PYDATA были объединены в один под названием PYDATA.

- Включение в PYTHIA суперсимметричного расширения стандартной модели взаимодействий (3 поколения левых и правых скварков и слептонов, в предположении смешивания левых и правых состояний для третьего поколения сфермионов, калибрино, глюино и два дублета суперпартнеров хиггсов). При введении суперпартнеров коды частиц были несколько изменены и расширены до семизначных. Добавлены новые данные по суперпартнерам: константы взаимодействия, массы, ширины, каналы распадов и др. характеристики, как для обычных частиц. Соответственно, введены новые ключи для управления этими данными и новые подпрограммы генерации событий с суперпартнерами и их последующей обработки.

- Новые возможности для описания γp- и $\gamma\gamma$-взаимодействий. В отличие от прежних версий, начиная с PYTHIA 5.7, фотон может быть структурным и взаимодействовать через свои q- и g-конституенты либо по модели векторной доминантности с вкладами от обменов ρ^0 и π^0. При этом, разумеется, сохраняется альтернатива взаимодействия точечноподобных фотонов (прямые фотоны), а также возможность смешивания всех вкладов с соответствующими весами.

- Обновлены структурные функции протона и фотона в соответствии с новыми параметризациями (CTEQ3L,3M,3D, GRV94L,94M,94D, SaS).

- Новая улучшенная схема фрагментации типа "попкорн" для рождения барионов, учет $\mathbf{SU(6)}$-весов для различных кварковых конфигураций.

- Задание всех реальных переменных с двойной точностью.

При переводе мы решили оставить некоторые специфические выражения, которые, хотя и считаются жаргоном с точки зрения строгого литературного стиля, но при этом являются общеупотребительными в среде физиков и, кроме того, точно и коротко характеризуют суть явления (например, слово "бренчинг" заменяет весьма длинное выражение "относительная вероятность распада частицы по данному каналу"). Также мы позволили себе заменить в тексте устаревшие ссылки на оригинальное программное руководство в ЦЕРН'е на адрес личной WWW-страницы Т. Съестранда в Университете г. Лунда, поскольку в настоящее время именно на этой странице содержится самая полная информация о программе.

В заключение мне хотелось бы выразить благодарность всем тем, кто способствовал выходу в свет этой книги. В первую очередь, это – автор книги Т. Съестранд и CERN Computer Program Library, любезно предоставившие нам права на издание русского перевода книги, и П.И. Зарубин, которому принадлежит первоначальная идея такого перевода и который всячески способствовал осуществлению этого проекта с самых первых шагов и до решения вопросов, связанных с изданием. Без его поддержки и поистине неисчерпаемого оптимизма эта работа, наверное, никогда не была бы доведена до конца.

Работа была выполнена в рамках научной программы по релятивистской ядерной физике Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, и научный руководитель ЛВЭ заведующий отделом ФИАН "Дубна" акад. А.М. Балдин и директор ЛВЭ проф. А.И. Малахов с энтузиазмом и заинтересованностью отнеслись к идее издания книги и постоянно оказывали всестороннюю поддержку.

Я благодарю дирекцию Объединенного института ядерных исследований и лично директора чл.-корр. РАН В.Г. Кадышевского и вице-директора чл.-корр. РАН А.Н. Сисакяна, предоставивших нам возможность выпустить книгу как издание ОИЯИ.

Я очень признательна к.ф.-м.н. Н.В. Славину, который прочитал рукопись и сделал ряд полезных замечаний и исправлений.

Наконец, мне хотелось бы сказать много теплых слов моему мужу С. Шматову за многочисленные обсуждения различных деталей перевода и существенную помощь в оформлении обложки и книги в целом.

М. Савина
1998 г.

От автора

Программы Pythia и Jetset интенсивно используются для генерации событий в физике высоких энергий при описании процессов множественного рождения в столкновениях элементарных частиц. В частности, это включает жесткие взаимодействия в столкновениях e^+e^-, pp и ep, а также некоторые другие случаи. Программы предназначены для генерации полных событий, т.е. дают более детальную картину, чем мы наблюдаем в эксперименте, в рамках нашего понимания фундаментальной физики процессов. Многие компоненты программ представляют собой оригинальные исследования в том смысле, что они были созданы и применяются для изучения явлений за рамками стандартной модели. Несмотря на различие в первоначальном замысле, программы Pythia и Jetset ныне часто используют вместе, поэтому имеет смысл и представлять их вместе, не делая слишком жестких разграничений.

Обе программы имеют длинную историю, и в свет уже вышло несколько описаний. Первое описание программ Pythia/Jetset появилось более пяти лет назад. За это время было сделано большое число добавлений и изменений. Руководство по прикладной части было оформлено в виде сопровождавших программу компьютерных файлов, в то время как физическая документация отсутствовала. В настоящем описании я постараюсь обрисовать современное положение дел.

Замечу, однако, что данное описание носит скорее предварительный характер. Просьба при использовании настоящей версии пакета Jetset ссылаться на

T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Computer Physics Commun. **43** (1987) 367;
а при использовании пакета Pythia на
H.-U. Bengtsson and T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **46** (1987) 43, как и ранее.

Генераторы событий часто имеют репутацию "черных ящиков"; предполагается, что это описание поможет вам понять, что на самом деле происходит внутри программ. Такое понимание может представлять особый интерес для новичков, которые не имеют достаточного опыта в этой области. Здесь сделана попытка структурировать описание так, чтобы каждый раздел можно было бы прочитать независимо от других, и вы можете выбирать только интересующие вас разделы. Я постараюсь сохранить вместе физику и комментарии для пользователей там, где это разумно, и это тоже является новшеством в изложении по сравнению с предыдущими версиями. Любые отзывы по поводу этого подхода и других аспектов только приветствуются.

Здесь мне хотелось бы отметить большое число людей за их вклад в создание и разработку программ. Ханс-Уно Бенгссон – родоначальник программы Pythia, и в течение многих лет мы работали параллельно над разработкой этой программы. Матс Бенгссон – главный автор алгоритма партонного ливня. Бо Андерссон и Гёста Густафсон инициировали создание лунд-модели и сильно повлияли на развитие программ на начальном этапе. Количество дальнейших замечаний по программам, полученных от пользователей, слишком велико, чтобы отметить их здесь, однако мы чрезвычайно благодарны всем, приславшим свои отзывы. Без этого написание программ такого объема и сложности было бы невозможно.

Моральная ответственность за все оставшиеся ошибки лежит целиком на мне. Однако стоит отметить, что этот продукт "университетского мира" распространяется "как есть", т.е. в свободное пользование бесплатно, без каких-либо обязывающих гарантий. И всегда помните,что программы представляют собой не мертвый набор устоявшихся истин, а только один из возможных подходов к проблеме множественного рождения в физике высоких энергий на переднем крае современных исследований. Будьте критичны!

Это программное руководство, а также все версии программ PYTHIA/JETSET, сопровождаемые комментариями об обновлениях и усовершенствованиях, можно взять с моей личной WWW-страницы в Университете г. Лунда (Швеция) по адресу:
http://thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html
или по ftp-адресу
ftp thep.lu.se/pub/LundPrograms/Pythia.

T. Sjöstrand

Содержание

1 Введение 9

1.1 Процессы при высоких энергиях 9

1.2 Генераторы событий 10

1.3 Происхождение программ JETSET и PYTHIA 12

1.4 Об этом описании 13

1.5 Книга жалоб 15

2 Физический обзор 16

2.1 Жесткие процессы и структурные функции 17

2.2 Излучение в начальном и конечном состоянии 19

2.2.1 Матричные элементы 20

2.2.2 Партонные ливни 21

2.3 Пучковые остатки 23

2.4 Фрагментация 24

2.5 Распады 27

3 Обзор программ 29

3.1 Процесс совершенствования программ 30

3.1.1 Изменения в JETSET 7.3 33

3.1.2 Изменения в PYTHIA 5.6 34

3.2 Установка программ 36

3.3 Философия, используемая при построении программ 38

3.4 Соглашения по этому руководству 40

3.5 Начало работы с JETSET 41

3.6 Начало работы с PYTHIA 46

4 Методы моделирования Монте-Карло 52

4.1 Выборки по распределениям 52

4.2 Алгоритм вето 55

4.3 Генератор случайных чисел 57

5 Запись события 61

5.1 Коды частиц 61

5.2 Формат записи события 68

5.3 Как работает запись события 71

5.3.1 Простой пример 71

5.3.2 Применение в PYTHIA 72

5.4 Стандарт HEPEVT 75

6 Жесткие процессы в JETSET 79

6.1 События аннигиляции в континууме 79

6.1.1 Сечения электрослабого взаимодействия 79

6.1.2 Матричные элементы первого порядка КХД 81

6.1.3 Матричные элементы для 4-струйных событий 82

6.1.4 Матричные элементы второго порядка для 3-струйных событий 83

6.1.5 Схема генерации события по матричному элементу 85

6.1.6 Оптимизированная теория возмущений 87

6.1.7 Угловая ориентация 88
6.1.8 Излучение в начальном состоянии 89
6.1.9 Альтернативные матричные элементы 90
6.2 Распады через промежуточные резонансы 91
6.3 Подпрограммы и общие блоки переменных 92
6.3.1 Генерация e^+e^--событий в континууме 92
6.3.2 Подпрограмма для распадов через резонанс 93
6.3.3 Общие блоки переменных 94
6.4 Примеры 100

7 Генерация процессов в PYTHIA 102
7.1 Структурные функции 102
7.1.1 Барионы 102
7.1.2 Мезоны и фотоны 103
7.1.3 Лептоны 104
7.2 Кинематика и сечения взаимодействия для 2 → 2 процессов 105
7.3 Рождение резонансов 107
7.4 Вычисление сечений 111
Простые 2 → 2 процессы 111
7.4.1 Рождение резонансов 115
7.4.2 Пучки лептонов 116
7.4.3 Смешанные процессы 117
7.5 2 → 3 и 2 → 4 процессы 118
7.6 Распады резонансов 120
7.6.1 Схема распада 120
7.6.2 Обсуждение сечений 121
7.7 Процессы, не описывающиеся по теории возмущений 122

8 Физические процессы в PYTHIA 125
8.1 Схема классификации процессов 125
8.2 КХД-процессы 130
8.2.1 Струи в КХД-процессах 131
8.2.2 Тяжелые ароматы 132
8.2.3 J/ψ-частицы 134
8.2.4 События с минимальным отбором (minimum bias) 134
8.3 Калибровочные бозоны электрослабого взаимодействия 135
8.3.1 Прямые фотоны 135
8.3.2 Фоторождение и $\gamma\gamma$-физика 136
8.3.3 Глубоконеупругое рассеяние 137
8.3.4 Рождение одиночных W/Z 137
8.3.5 Парное рождение W/Z 139
8.4 Рождение хиггсов 140
8.4.1 Легкие хиггсы стандартной модели 140
8.4.2 Тяжелые хиггсы стандартной модели 142
8.4.3 Расширенный сектор нейтральных хиггсов 143
8.4.4 Сектор заряженных хиггсов 145
8.5 Физика за рамками стандартной модели 145
8.5.1 Четвертое поколение фермионов 146
8.5.2 Новые калибровочные бозоны 146
8.5.3 Лептокварки 148
8.5.4 Внутренняя структура кварков и аномальные взаимодействия 149
8.5.5 Возбужденные фермионные состояния 150
8.5.6 Техницвет 150
8.6 Основные процессы на ускорителях 151
8.6.1 e^+e^--столкновения 151
8.6.2 Лептон-адронные столкновения 152
8.6.3 Адрон-адронные столкновения 152

9 Программные элементы PYTHIA **154**
- 9.1 Основные подпрограммы 154
- 9.2 Ключи для выбора типа событий и кинематических ограничений 158
- 9.3 Общие ключи и параметры 165
- 9.4 Общая информация о событии 178
- 9.5 Как включить внешние процессы в PYTHIA 182
- 9.6 Другие подпрограммы и общие блоки 188
- 9.7 Примеры 200

10 Излучение в начальном и конечном состоянии **202**
- 10.1 Эволюция ливня 202
  - 10.1.1 Уравнения эволюции 202
  - 10.1.2 Формфактор Судакова 204
  - 10.1.3 Соответствие масштабу жесткого рассеяния 205
- 10.2 Ливни в конечном состоянии 206
  - 10.2.1 Выбор переменной эволюции 206
  - 10.2.2 Выбор переменной расщепления энергии 207
  - 10.2.3 Первые переходы и соответствующие матричные элементы 208
  - 10.2.4 Последующие ветвления и угловое упорядочение 210
  - 10.2.5 Другие аспекты ливня в конечном состоянии 212
- 10.3 Ливни в начальном состоянии 213
  - 10.3.1 Структура ливня 213
  - 10.3.2 Продольная эволюция 215
  - 10.3.3 Поперечная эволюция 217
  - 10.3.4 Другие аспекты ливня в начальном состоянии 219
- 10.4 Подпрограммы и общие блоки переменных 221

11 Пучковые остатки и исходные события **226**
- 11.1 Пучковые остатки 226
- 11.2 Многократные взаимодействия 230
  - 11.2.1 Базовое сечение 231
  - 11.2.2 Простая модель 232
  - 11.2.3 Модель с изменяющимся прицельным параметром 235
- 11.3 Наложение событий 239
- 11.4 Общие блоки переменных 240

12 Фрагментация **245**
- 12.1 Выбор ароматов 245
  - 12.1.1 Ароматы кварков и поперечные импульсы 246
  - 12.1.2 Рождение мезонов 246
  - 12.1.3 Рождение барионов 247
- 12.2 Струнная фрагментация 250
  - 12.2.1 Функция фрагментации 250
  - 12.2.2 Объединение струй 253
  - 12.2.3 Движение вдоль струны и инфракрасная стабильность 255
  - 12.2.4 Фрагментация мультипартонной системы 256
- 12.3 Независимая фрагментация 259
  - 12.3.1 Фрагментация отдельной струи 259
  - 12.3.2 Фрагментация системы струй 260
- 12.4 Другие аспекты фрагментации 262
  - 12.4.1 Системы с малой массой 262
  - 12.4.2 Эффект Бозе–Эйнштейна 262

13 Частицы и распады **264**
- 13.1 Состав частиц 264
- 13.2 Массы, ширины и времена жизни частиц 265
  - 13.2.1 Массы 265
  - 13.2.2 Ширины распадов 266
  - 13.2.3 Времена жизни нестабильных частиц 267

13.3 Распады . . . 268
13.3.1 Сильные и электромагнитные распады . . . 268
13.3.2 Слабые распады очарованных адронов . . . 269
13.3.3 Слабые распады τ-лептона . . . 271
13.3.4 Слабые распады b-адронов . . . 271
13.3.5 Слабые распады t-адронов и ароматов четвертого поколения . . . 273
13.3.6 Другие распады . . . 273

14 Программные элементы JETSET **275**
14.1 Определение начальной конфигурации и выбор переменных . . . 275
14.2 Физические программы в JETSET . . . 278
14.3 Анализ события и программы распечатки результатов . . . 280
14.4 Общие ключи и аргументы . . . 288
14.5 Константы связи . . . 299
14.6 Другие параметры и характеристики частиц . . . 304
14.7 Разные комментарии . . . 310
14.7.1 Взаимодействие с программами моделирования детекторов . . . 310
14.7.2 Вычисление параметров . . . 312
14.7.3 Свойства частиц . . . 313
14.8 Примеры . . . 314

15 Программы анализа событий **318**
15.1 Форма события . . . 318
15.1.1 Сферичность . . . 318
15.1.2 Траст . . . 320
15.1.3 Моменты Фокса–Вольфрама . . . 321
15.1.4 Массы струй . . . 322
15.2 Обнаружение кластеров . . . 322
15.2.1 Обнаружение кластеров в событиях типа e^+e^- . . . 323
15.2.2 Обнаружение кластеров в событиях типа $p\bar{p}$ . . . 327
15.2.3 Статистика событий . . . 328
15.2.4 Множественности в событиях . . . 328
15.2.5 Энергетические корреляции . . . 329
15.2.6 Факториальные моменты . . . 329
15.2.7 Подпрограммы и общие блоки переменных . . . 330

16 Выводы и заключительные замечания **343**

Литература **345**

Подпрограммы и общие блоки переменных **354**

История происхождения названия "Пифия" **357**

Глава 1

Введение

Множественное рождение частиц – наиболее характерная особенность современной физики высоких энергий. Сегодня наблюдаемые множественности частиц могут достигать десятков и сотен, а на будущих ускорителях это число еще возрастет. Всплески по множественности обнаруживаются в струях, т.е. в сгустках адронов (или продуктах распада адронов), родившихся при фрагментации кварков и глюонов.

1.1 Характер процессов при высоких энергиях

В первом приближении все процессы имеют простую структуру на уровне взаимодействия между фундаментальными объектами природы, т.е. кварками, лептонами и калибровочными бозонами. Например, многое можно понять о структуре адронных событий на LEP из "скелетного" процесса $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$. Поправки к этой картине могут быть разделены произвольно, но достаточно удобно, на три основных класса.

Во-первых, присутствуют модификации типа тормозного излучения, т. е. испускание в конечном состоянии частиц при ветвлениях типа $e \to e\gamma$ или $q \to qg$. Вследствие значительности константы сильных взаимодействий α_s, а также из-за влияния трехглюонной вершины, эмиссия кварков и глюонов особенно усилена. Поэтому мы говорим о "ливнях партонов", где один начальный партон может дать целый пучок партонов в конечном состоянии. Эмиссия партонов также может давать ощутимый эффект в процессах столкновения e^+e^- и ep. Объем поправок на тормозное излучение универсален, т.е. определяется не деталями изучаемого процесса, а одним или несколькими ключевыми параметрами, такими, как масштаб передаваемого в процессе импульса. Такие универсальные поправки можно включить до произвольно высоких порядков, используя вероятностный язык. Также можно выполнить точные вычисления поправок на тормозное излучение порядок за порядком по теории возмущений, однако такие вычисления быстро становятся неприемлемо сложными, а ответы, соответственно, громоздкими.

Во-вторых, мы имеем "истинные" поправки высших порядков, которые включают петлевые диаграммы и "мягкие" части упомянутых выше диаграмм типа тормозного излучения – комбинации, необходимые для устранения некоторых расходимостей. При полном описании нельзя ограничиваться только тормозным излучением, как это здесь и предполагается. Необходимые вычисления по теории возмущений обычно очень сложны; только иногда встречаются результаты, которые включают более чем один нетривиальный порядок, т.е. более чем одну петлевую диаграмму. Как уже было сказано выше, такие ответы обычно очень громоздки, но некоторые результаты достаточно просты, известны и применяются; в частности, это бегущая константа α_s, или поправочный коэффициент

$1 + \alpha_s/\pi + \cdots$, в парциальных ширинах каналов распада $Z^0 \to q\bar{q}$. Для исследований с высокой точностью решающее значение имеет учет петлевых диаграмм, хотя они имеют незначительное влияние на качественные аспекты процессов при высоких энергиях.

В-третьих, кварки и глюоны находятся в состоянии конфайнмента. В двух предыдущих пунктах мы использовали язык теории возмущений, чтобы описать взаимодействие кварков, лептонов и калибровочных бозонов на коротких расстояниях. Для лептонов и бесцветных бозонов этот язык достаточен. Однако для кварков и глюонов он должен быть дополнен некоторым механизмом адронизации (процесс, обычно подразделяемый на фрагментацию и распады, в результате которого цветные партоны формируют струи бесцветных адронов, фотонов и лептонов). Этот процесс все еще не понят из первых принципов и должен основываться на моделях. С одной стороны, эффекты адронизации подавляюще велики, так так множественность идет именно отсюда. Но, с другой стороны, полный поток энергии в событии при высоких энергиях определяется в основном пертурбативными процессами с малым дополнительным размазыванием, вызванным адронизацией. Поэтому можно выбирать разные уровни амбиций, но, в целом, детальные исследования требуют и детального моделирования.

Простая картина, с которой мы начали, теперь становится значительно более сложной – вместо двух конечных партонов мы имеем сотню конечных частиц. Изначальная физика не исчезла, однако скелетные процессы "оделись" и непосредственно уже не видны. Поэтому прямое сравнение между теорией и экспериментом в лучшем случае является сложным, в худшем – невозможным.

1.2 Генераторы событий

И именно здесь, как спасательный круг, возникают генераторы событий. Цель генераторов событий – использовать компьютеры, чтобы генерировать столкновения столь же детально, как при наблюдении с помощью совершенного детектора. Это делается не в один заход, а с помощью "факторизации" полной задачи в некоторое число компонентов, с каждым из которых можно справиться с разумной точностью. В основном это означает, что жесткий процесс используется как входной для генерации тормозных поправок, а результат этого действия оставляется для адронизации. Это звучит несколько проще, чем делается – в противном случае эта книжка была бы заметно тоньше. Однако основная идея остается: если полная задача слишком сложна для решения с ходу, нужно попытаться поделить ее на меньшие задачи приемлемых пропорций. Поэтому в настоящей процедуре генерации большинство шагов приводят к ветвлению одного объекта в два или, по крайней мере, в очень небольшое число объектов, каждый из которых, в свою очередь, имеет право ветвиться. При этом получается огромный объем вычислений, большая часть которых, однако, по своей природе есть повторение и может быть предоставлено компьютеру.

Как следует из названия, выходные данные генератора событий должны быть в форме "событий" с тем же средним поведением и флуктуациями, что и для реальных данных. В данных флуктуации возникают благодаря лежащей в основе теории – квантовой механике. В генераторах используется метод Монте-Карло для отбора всех существенных переменных в соответствии с желаемыми распределениями вероятности, и тем самым обеспечивается случайность в окончательном событии. Очевидно, что это влечет за собой некоторую потерю информации: квантовая механика основывается на амплитудах, а не на вероятностях. Тем не менее очень редко интерференционные явления (из известных) проявляются так, что не могут быть изложены на вероятностном языке. Поэтому это не более сдерживающее приближение, чем многие другие.

Раз появившись, генератор событий может быть использован по-разному. По-видимому, пять важнейших направлений применения следующие:

- дать физикам ощущение, какого типа события можно ожидать или надеяться найти и с какой частотой;
- как помощь в разработке нового детектора, так чтобы работа детектора была оптимизирована с учетом других ограничений для изучения конкретных физических сценариев;
- как прибор для выработки стратегии анализа, которая должна использоваться для реальных данных, причем оптимизируются условия сигнал/фон;
- как метод оценки поправок на аксептанс, которые нужно учесть при обработке первичных данных для выделения сигнала "истинной" физики;
- как удобная оболочка, внутри которой наблюдаемые явления интерпретируются с позиций фундаментальной теории, лежащей в основе процесса.

Где генератор вписывается в полную цепочку анализа эксперимента? В "реальной жизни" на ускорителе осуществляется взаимодействие. Полученные в результате события регистрируются детекторами, и, после первичного отбора, записываются на ленту системой сбора данных. Затем проводится реконструкция событий, т.е. сигналы электроники (с проволочных камер, калориметров и всего остального) переводятся в информацию о процессе, которую уже можно использовать в программах обработки данных. Таким образом, мы имеем набор треков для заряженных частиц, выделение энергии для нейтральных, или, в идеальном случае, полную информацию об импульсах и типах частиц. Основываясь на этих "очищенных" данных, можно приступать к физическому анализу. В мире Монте-Карло роль ускорителя в генерации событий принимают на себя генераторы событий, описанные в этом тексте. Поведение частиц, полученных с помощью генератора событий, в детекторах, т.е. пересечение объема детектора, закручивание треков в магнитном поле, развитие ливней в калориметрах или утекание в щели и т.п., моделируется такими программами, как GEANT. Традиционно, эта последняя деятельность называется моделированием событий, что несколько неудачно, так как скорее эти слова относятся к тому, что мы называем генерацией событий. Более удобное определение – моделирование детектора. В идеальном случае выходные данные такого моделирования имеют такой же формат, как и реальные данные, полученные при эксперименте, поэтому они могут быть пропущены через ту же цепочку реконструкции событий и физического анализа, с тем исключением, что здесь мы знаем, каким должен быть "правильный ответ" и можем видеть, насколько хорошо мы осуществляем моделирование этих процессов.

Из-за того, что для выполнения полной цепочки моделирования детектора и реконструкции событий требуется очень много времени, часто делается "быстрый и дешевый" анализ, в котором эти шаги пропускаются полностью или, по крайней мере, заменяются очень упрощенными процедурами, которые принимают во внимание только геометрический аксептанс детектора и другие тривиальные эффекты. Таким образом, можно использовать выходные данные генератора событий непосредственно для физических изысканий.

Вопреки впечатляющей сумме работ и детальных вычислений по-прежнему существует много пробелов в нашем понимании полной структуры события. Поэтому процедура написания генератора приводит к выбору, что включать и каким образом. В наилучшем случае можно использовать разброс между результатами, полученными с помощью различных генераторов, для оценки встречающихся здесь неопределенностей. Основные приближения будут обсуждаться ниже, но уже здесь следует отметить, что большинство из них связано с полным пренебрежением нетривиальными эффектами высших порядков. Поэтому можно только надеяться, что тривиальные части высших порядков дадут хорошее описание, согласующееся с экспериментом. Кстати, в большинстве случаев кажется, что это действительно так; например, для аннигиляции e^+e^- получается очень хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными.

Необходимость идти на компромиссы приводит к одному общему положению: написание хорошего генератора событий есть искусство, а не точная наука. Поэтому не надо слепо верить результатам, полученным с любого генератора событий. Всегда необходимо сделать несколько перекрестных проверок. Вдобавок, при работе с компьютерными программами в десятки тысяч строк проблема заключается не в том, есть ли "блохи" в программе, а в том, сколько их и насколько критично их местонахождение. Более того, генераторы событий не могут расцениваться как всесильные или способные дать интеллектуальные ответы на плохо поставленные вопросы; здравый смысл в суждениях и некоторое понимание генератора являются необходимыми предпосылками для его успешного использования. Но все же вопреки этим ограничениям подход, основанный на генераторах событий, есть наиболее мощный инструмент из имеющихся в нашем распоряжении, когда мы хотим получить детальное и реалистичное описание физических процессов, имеющих место на коллайдерах высоких энергий, существующих или планируемых в будущем.

1.3 Происхождение программ JETSET и PYTHIA

С годами появилось множество генераторов событий. Обзор по генераторам для e^+e^- в целом и для LEP в частности можно найти в [Kle89, Sjö89], для высокоэнергетичной адрон-адронной (pp) физики – в [Ans90, Sjö92], а для физики ep – в [HER92]. Мы адресуем читателя к этим работам за дополнительными деталями и ссылками. В данном тексте будут описаны две тесно связанные программы, Jetset и Pythia.

Jetset начиналась в конце семидесятых годов с усилий группы физиков из университета в городе Лунд (Швеция) по осмыслению процесса адронизации [And83]. Так называемая модель струнной фрагментации была развита как точная и детализированная оболочка, внутри которой дальнодействующим силам конфайнмента разрешено распределять энергию и ароматы партонной конфигурации в первичных адронах, которые могут далее последовательно распадаться. Эта модель, известная как лундовская струнная модель или, кратко, лунд-модель, содержала множество специфических предсказаний, которые были подтверждены данными с PETRA и PEP, отчего модель была широко принята. Лундовская струнная модель и сегодня – наиболее тщательно разработанная и широко используемая модель из имеющихся в нашем распоряжении. Она является сердцем программ Jetset/Pythia.

Для того чтобы предсказать форму событий на PETRA/PEP и изучить процесс фрагментации в деталях, нужно было начать с партонных конфигураций, которые затем фрагментируют. Поэтому была включена генерация полных адронных событий e^+e^-, вначале основанная на простом обмене γ и матричных элементах КХД первого порядка, а затем расширенная до полного обмена γ^*/Z^0 с излучением в первом порядке КЭД и матричных элементов КХД второго порядка. Сразу было обеспечено значительное число сервисных программ, от распечатки событий до нахождения струй.

К середине восьмидесятых годов стало ясно, что подход на основе матричных элементов достиг пределов своей полезности в том смысле, что он уже не был способен полностью описать данные по многоструйной топологии. (Позднее использование оптимизированной теории возмущений привело к возрождению подхода матричных элементов, но только для некоторых частных случаев.) Поэтому был развит подход партонных ливней как альтернатива матричным элементам [Ben87a]. Комбинация партонных ливней и струнной фрагментации оказалась очень удачной и сформировала общий подход к описанию адронных событий Z^0.

В последние годы Jetset был довольно стабильным изделием, содержащим четыре главных области – фрагментацию, партонные ливни, генерацию событий e^+e^- и программы общего назначения.

Успех струнной фрагментации в e^+e^-–событиях придал актуальность попытке расширить эту оболочку и исследовать возможные физические следствия. Поэтому было написано множество других программ, которые комбинируют зависящее от процесса описание жестких взаимодействий с общей оболочкой фрагментации Jetset. Программа Pythia развивалась из ранних исследований по протон-протонной программе на фиксированной мишени и была ориентирована главным образом на струнные схемы.

С течением времени интерес сместился в область более высоких энергий, вначале из-за пуска коллайдера $Sp\overline{p}S$, а позже – при возникновении проектов SSC и LHC, под влиянием значительного количества рабочих совещаний в США и Европе. Были добавлены партонные ливни для излучения в конечном состоянии с использованием программ Jetset, а в начальном состоянии – с использованием Pythia, для чего была специально развита концепция "обратной эволюции" [Sjö85]. Также была разработана оболочка для событий с минимальным отбором [Sjö87a] и для исходных событий.

Вторым главным изменением стало введение растущего числа жестких процессов, в рамках стандартной модели и за ней. Особый упор был сделан на поиск хиггсов стандартной модели в различных диапазонах масс и в различных каналах с учетом возможных фоновых процессов.

Часть програмной логики, развитая для жестких процессов, на самом деле мало зависит от выбора начального состояния, поскольку существуют структурные функции начальных партонов и частиц. Поэтому появился смысл расширить программы, бывшие только генератором pp-взаимодействий, для работы с e^+e^- и ep. Этот процесс завершился только в 1991 году, в очередной раз пришпоренный активным обсуждением различных аспектов проблемы на многочисленных рабочих совещаниях. В настоящее время Pythia должна работать одинаково хорошо при выборе различных типов начальных пучков.

Попытки включения новых процессов и улучшения моделирования уже известных нескончаемы. Поэтому работа продолжается полным ходом.

Хотя Jetset пока что формально независима от Pythia, с годами их связь окрепла, и граница между двумя программами становится все более и более искусственной. Не случайно они представлены здесь вместе: это способ избежать повторения очень большого объема материала. В качестве платы за это придется обсудить некоторые различия в философии.

1.4 Об этом описании

Как мы видели, Jetset и Pythia начинались как весьма идеологически мотивированные программы, развитые для достаточно детального изучения специфических физических проблем и получения ясных предсказаний для экспериментальных величин. Когда было осознано, что несовершенство эксперимента может затронуть основные предсказания, программы были сделаны доступными для использования экспериментаторами. Таким образом, стало возможным гибкое исследование моделей с большей степенью детальности. Со временем акцент переместился от изначальной сильной привязки к специальной фрагментационной модели в сторону описания множественного рождения частиц при высоких энергиях в целом. Соответственно, использование расширилось от простого сравнения данных со специфическими предсказаниями модели до широкого применения для понимания возможностей детектора, извлечения поправочных коэффициентов на аксептанс, а также для предсказания характерной физики на будущих ускорителях высоких энергий.

Хотя идеология менее очевидна, тем не менее она присутствует. Она не является уникальной, свойственной только обсуждаемым здесь программам, а присуща любому генератору событий или, по крайней мере, любому генератору, который пытается идти дальше простого скелетного описания жестких процессов на партонном уровне. Идеология присутствует при принятии и пропуске ряда деталей. Как (потенциальный) пользователь программы вы должны опасаться этого и можете сформировать ваше собственное мнение не только о том, чему верить, а чему нет, но и также о степени доверия к данному предсказанию, т.е. насколько неопределенным оно может быть. JETSET и PYTHIA в особенности богаты в этом отношении, поскольку существует значительное число публикаций, где наиболее существенная физика объясняется весьма детально. Фактически, задача может быть обратной – найти существенную информацию во всех возможных местах. Поэтому одна из главных целей настоящего описания – собрать как можно больше информации в одном месте. Из-за широты охватываемых проблем воспроизведен не весь материал, найденный в специальных статьях, но, по крайней мере, здесь его приведено достаточно для того, чтобы понять общую картину и узнать, где можно найти детали.

Таким образом, настоящее описание призвано наконец-то заменить предыдущий цикл опубликованных физических описаний и програмных руководств. Однако мы еще не решили эту задачу в полном объеме. Правильные ссылки на JETSET – [Sjö86] и [Sjö87], а на PYTHIA – [Ben87]. Дальнейшие уточнения могли бы включать слова вроде "Мы используем JETSET, версия X.x и PYTHIA, версия Y.y".

Будьте любезны, не ссылайтесь на JETSET/PYTHIA как на "неопубликованное", "частное сообщение", или "готовится к опубликованию": такие фразы только создают ненужную путаницу. Кроме того, помните, что множество частных физических приложений описано в отдельных публикациях.

В дополнение к физическому обзору настоящее описание также содержит полное руководство для двух программ. Такие руководства всегда обновлялись и распространялись вместе с программами. Поэтому на первый взгляд мы не представили здесь ничего нового. Однако была сделана попытка сгруппировать материал в большей логической связи с конкретными физическими проблемами, чем это было сделано в предыдущих изданиях.

Стоит сделать небольшое предупреждение. Настоящее програмное описание довольно длинно и, конечно, не может быть "поглощено" за один присест. Это даже и не нужно, так как все ключи и параметры снабжены разумными значениями по умолчанию, основанными на последних теоретических разработках и свежих экспериментальных данных. Как начинающий пользователь, вы можете проигнорировать причудливые опции и просто гонять программу с минимальными церемониями. Позже, когда наберетесь опыта, можно опробовать те опции, которые кажутся полезными. Вполне вероятно, что ни один пользователь никогда не использует более части доступных возможностей, хотя возможно также, что в настоящей версии отсутствуют конкретные интересующие вас процессы и опции. Что касается второго, то мы планируем продолжить разработку новых опций, а также обеспечить большую "открытость" программ для внесения конкретных процессов, интересующих пользователей.

1.5 Книга жалоб

Всегда следует помнить, что это не коммерческий продукт, развитый и поддерживаемый профессионалами. Напротив, это продукт "университетского мира", изначально развитый несколькими физиками (в основном, автором настоящего описания) для своих собственных нужд и предоставленный другим физикам "как есть", бесплатно. Поэтому не дается никаких гарантий правильного функционирования программ или достоверности физических результатов. В конце концов, это ваше дело – верить данному результату или нет. Обычно это требует сравнения как с аналитическими результатами, так и с результатами других программ или того и другого. Даже такое не является глупостью: например, если ошибка сделана в вычислении матричного элемента для данного процесса, эта ошибка распространится на аналитические результаты, основанные на первоначальных вычислениях, и на все генераторы событий, которые, в свою очередь, используют опубликованные формулы. В любом случае не существует замены здравому смыслу физика.

Это не значит, однако, что вы полностью предоставлены самому себе в работе с программой, за которую никто не чувствует себя ответственным. Делаются попытки проверить процессы по возможности более тщательно, написать программы, которые защищены от ошибок, и снабдить их детальной и аккуратной документацией. Все это пока поддерживается с полным размахом и гибкостью, потому что физика должна учитывать любое столкновение интересов. Если тем не менее найдены какие-либо ошибки или неясности, пожалуйста, направьте их мне по телефону +46-46-222 48 16 или по e-mail: torbjorn@thep.lu.se. Будут предприняты все усилия, чтобы разрешить проблемы в разумные сроки, считая, что это поддержка другого человека, который имеет также и иные обязанности.

Глава 2

Физический обзор

В этой главе мы попытаемся дать обзор основных физических особенностей Pythia и Jetset. Детали будут обсуждены в последующих главах.

Для описания типичного события при высоких энергиях генератор событий должен содержать несколько физических аспектов. Если мы попытаемся следовать эволюции события в некотором подобии с временным порядком, эти этапы можно суммировать следующим образом.

1. Вначале две пучковые частицы идут друг к другу. Как правило, каждая частица характеризуется набором структурных функций, которые определяют партонную структуру в терминах ароматов и энергетических распределений.
2. Один партон из каждой пучковой частицы, инициирующий партонный ливень, начинает последовательность ветвлений типа $q \to qg$, которые дают ливень в начальном состоянии.
3. По одному конечному партону от каждого из двух ливней вступают в жесткий процесс, в котором рождается некоторое количество выходящих партонов, обычно – два. Такова природа этого процесса, которая определяет основные характеристики события.
4. Вдобавок выходящие партоны также могут ветвиться, давая ливни в конечном состоянии.
5. Когда инициатор ливня выбивается из пучковой частицы, остается пучковый остаток. Этот остаток может иметь внутреннюю структуру и цветной заряд, который привязывает его к остальному конечному состоянию.
6. Механизм конфайнмента КХД обеспечивает, что вылетающие кварки и глюоны не наблюдаются в свободном виде, а фрагментируют в бесцветные адроны.
7. Многие из сгенерированных адронов нестабильны и в дальнейшем распадаются.

По соглашению, только кварки и глюоны считаются партонами, а лептоны и фотоны – нет. Доведенное до абсурда, это разделение может привести к несколько громоздкой терминологии. Следовательно, мы хотели бы там, где это не имеет значения, говорить об электроне или фотоне в "партонной" структуре электрона, сваливая в одну кучу ветвления $e \to e\gamma$ и ветвления "партонных ливней" типа $q \to qg$ и т.п. С этой оговоркой деление на семь пунктов относится к взаимодействиям между лептонами, между лептоном и адроном и между двумя адронами.

В следующих разделах мы охватим вышеупомянутые семь аспектов не в том порядке, как они были приведены, а так, как они проявляются при исполнении программ, т.е. начиная с жесткого процесса.

2.1 Жесткие процессы и структурные функции

В Jetset доступны только два жестких процесса. Первый и основной – $e^+e^- \to \gamma^*/Z^0$. Здесь "$*$" в γ^* используется для обозначения того факта, что фотон находится не на массовой поверхности. Это различие достаточно важно, потому что фотон на массовой поверхности не может распадаться. Конечно, Z^0 также может быть не на массовой поверхности, но здесь различие менее существенно (строго говоря, Z^0 всегда не на массовой поверхности). Впоследствии мы будем использовать "$*$"не всегда, но обязательно в тех случаях, когда процесс кинематически запрещен для частиц с определенной массой. Кварк q в конечном состоянии $e^+e^- \to \gamma^*/Z^0 \to q\bar{q}$ может быть u, d, s, c, b или t; аромат в каждом событии выбирается случайным образом в соответствии с относительными вероятностями, вычисленными для данного значения энергии в системе ЦМ. Включено также угловое распределение конечных пар $q\bar{q}$. Структурных функций здесь не требуется.

Второй процесс Jetset – программа генерации конечных состояний ggg, $gg\gamma$, в соответствии с вероятностями распада кваркониев 1^{--}, типа Υ. Исходя из имеющихся пределов на массу топ-кварка, топоний распадается слишком быстро для того, чтобы эти процессы представляли какой-то интерес, и, таким образом, новых применений здесь не ожидается.

Pythia дает гораздо больший выбор с почти сотней различных жестких процессов. Они могут быть классифицированы множеством различных способов.

Один вариант отвечает классификации по количеству объектов в конечном состоянии: мы говорим о процессах $2 \to 1$, $2 \to 2$, $2 \to 3$, и т.д. Этот аспект существен с точки зрения программирования: больше частиц в конечном состоянии – более сложное фазовое пространство и, следовательно, весь процесс генерации. Фактически, Pythia оптимизирована для процессов $2 \to 1$ и $2 \to 2$. В настоящее время не существует общепринятого подхода для процессов с тремя или большим числом частиц в конечном состоянии, а имеется только несколько различных механизмов, подогнанных к полюсной структуре диаграмм конкретного класса. Это может рассматриваться как главное ограничение, и иногда это действительно так. Однако часто можно продвинуться достаточно далеко только с одной или двумя частицами в конечном состоянии, так как ливни добавляют недостающую активность. Эта классификация временами может сбивать с толку, так как s-канальный резонанс рассматривается как одиночная частица, даже если он предполагается всегда распадающимся на две частицы в конечном состоянии. Так, процесс $e^+e^- \to W^+W^- \to q'_1\bar{q}'_1q'_2\bar{q}'_2$ классифицируется как $2 \to 2$ процесс, хотя рассмотрение распада пары W-бозонов включает полный матричный элемент $2 \to 4$.

Другой вариант классификации учитывает физический сценарий. Этот вариант – главная тема главы 8. Можно выделить следующие основные группы процессов.

- Жесткие процессы КХД, т.е. $qg \to qg$.
- Мягкие процессы КХД, такие, как дифракционное и упругое рассеяние и события с минимальным отбором.
- Рождение тяжелых ароматов, т.е. $gg \to t\bar{t}$.
- Прямое рождение фотонов, т.е. $qg \to q\gamma$.

- Фоторождение, т.е. $\gamma g \to q\bar{q}$.

- Глубоконеупругое рассеяние, т.е. $ql \to ql$.

- Рождение W/Z-бозонов, процессы типа $e^+e^- \to \gamma^*/Z^0$, уже существующее в JETSET, или $q\bar{q} \to W^+W^-$.

- Стандартная модель рождения хиггсов, в которой хиггсы достаточно легкие и, следовательно, могут рассматриваться как резонансы.

- Процессы рассеяния калибровочных бозонов, такие, как $WW \to WW$, где хиггс так тяжел и широк, что резонансный и нерезонансный вклады должны рассматриваться вместе.

- Рождение нестандартных хиггсов в рамках сценария двух дублетов хиггсов с тремя нейтральными и двумя заряженными частицами.

- Рождение новых калибровочных бозонов, таких, как Z'.

- Рождение фермионов четвертого поколения.

- Рождение лептокварков.

- Процессы, не описываемые стандартной моделью, т.е. процессы, идущие через контактное взаимодействие или сектор сильновзаимодействующих калибровочных бозонов. Эти сценарии не всегда появляются как самостоятельные процессы и могут фигурировать как опции приведенных выше процессов.

Здесь не предполагается охватить всю интересную физику. Наиболее заметно отсутствие рождения и распада суперсимметричных частиц, да и многие другие примеры. Кроме того, в рамках изучаемых сценариев присутствуют вклады не от всех диаграмм, а только от наиболее важных и/или интересных. Во многих случаях используются различные приближения для кодирования матричных элементов.

Сечение некоторого процесса $ij \to k$ задается как

$$\sigma_{ij\to k} = \int dx_1 \int dx_2\, f_i^1(x_1)\, f_j^2(x_2)\, \hat{\sigma}_{ij\to k} \ . \tag{2.1}$$

Здесь $\hat{\sigma}$ есть сечение жесткого адронного процесса. Для процессов со многими частицами в конечном состоянии его следует заменить интегралом по разрешенному фазовому пространству для всех конечных состояний. В данном случае $f_i^a(x)$ суть структурные функции, которые описывают вероятность найти партон i внутри пучковой частицы a, где партон i несет долю x полного импульса a. На самом деле, структурные функции зависят также от некоторого масштаба импульса Q^2, который характеризует жесткий процесс.

Структурные функции наиболее часто используются для адронов, например, для протона. Адроны по своей сущности – составные объекты, построенные из кварков и глюонов. Вследствие того, что мы не до конца понимаем КХД, извлечение структурных функций из первых принципов пока невозможно, хотя определенный прогресс был сделан при исследованиях КХД на решетке. Следовательно, необходимо полагаться на параметризации, где используются экспериментальные данные в сочетании с уравнениями эволюции по Q^2 для фиксации структурных функций. Рядом разных групп теоретиков были введены собственные параметризации, основанные на несколько различающихся наборах данных и некоторых вариациях в теоретических предположениях.

Но и для фундаментальных частиц, таких, как электрон, удобно ввести структурные функции. Таким образом, функция $f_e^e(x)$ параметризует вероятность того, что электрон, который участвует в жестком процессе, несет долю x начальной энергии, в то время как остальная энергия уходит в виде излучения (фотонов) в начальном состоянии. Конечно, такое излучение могло бы быть сделано частью жесткого взаимодействия, однако подход, основанный на структурных функциях, гораздо более удобен. При необходимости взаимодействие с фундаментальными электронами восстанавливается выбором $f_e^e(x, Q^2) = \delta(x-1)$. Отметим, что в противоположность случаю для протона структурные функции электронов вычисляются из первых принципов и редуцируются до указанной выше δ-функции при $Q^2 \to 0$.

Электрон может быть структурным, т.е. содержать фотонные петли, а фотон, в свою очередь, может содержать кварки и глюоны. Внутренняя структура фотона до некоторой степени представляет проблему, так как фотон содержит точечную часть, поддающуюся вычислениям по теории возмущений, и невычисляемую часть в области доминирования векторных мезонов. Таким образом, обычно структурные функции фотонов параметризуются так же, как и в случае адронов. Поскольку электрон, в конечном счете, содержит кварки и глюоны, жесткие процессы КХД типа $qg \to qg$ проявляются не только в pp-рассеянии, но и в ep ("структурное фоторождение") и e^+e^- ("двухфотонные события с двойной структурой"). Подход на основе структурных функций упрощает повторное использование одного и того же жесткого процесса в различных контекстах.

Существует также и другая возможность обобщения. Два процесса, $q\bar{q} \to \gamma^*/Z$, изучаемый в адронных столкновениях, и $e^+e^- \to \gamma^*/Z$, изучаемый в e^+e^--столкновениях, на самом деле есть частные случаи более общего процесса $f\bar{f} \to \gamma^*/Z$, где f означает фундаментальный фермион, т.е. кварк, лептон или нейтрино. Как правило, сечение процесса является суммой по нескольким различным начальным состояниям, т.е. $u\bar{u} \to \gamma^*/Z$ и $d\bar{d} \to \gamma^*/Z$ в случае адронного столкновения. Этот вид суммирования всегда делается по умолчанию, даже когда не упоминается явно в настоящем описании.

2.2 Излучение в начальном и конечном состоянии

В любом процессе, содержащем цветные и/или заряженные объекты в конечном состоянии, излучение глюонов и/или фотонов может дать большие поправки к полной топологии событий. Начиная с основного процесса $2 \to 2$, этот вид поправок приводит в конечном состоянии к топологиям вида $2 \to 3$, $2 \to 4$ и т.д. С ростом максимальной достижимой энергии, жесткое излучение такого рода приобретает все большее значение по сравнению с механизмом фрагментации при определении структуры события.

Существует два традиционных подхода к моделированию пертурбативных поправок. Первый – это метод матричных элементов, в котором вычисляются диаграммы Фейнмана порядок за порядком. В принципе, это правильный подход, который учитывает точную кинематику, полную интерференцию и спиральную структуру. Единственная проблема заключается в том, что трудность вычислений нарастает в высших порядках, в частности, для петлевых диаграмм. Только в исключительных случаях имеется более чем одна полностью вычисленная петля, а зачастую мы не имеем в распоряжении вообще ни одной петлевой поправки. С другой стороны, мы имеем косвенное, но сильное свидетельство того, что, реально множественное излучение мягких глюонов играет значительную роль в создании структуры события, например, на LEP, что устанавливает предел применимости подхода матричных элементов. Вследствие того, что фазовое пространство, доступное для излучения глюонов, растет с максимальной достижимой энергией, язык матричных элементов становится все менее подходящим для описания полной структуры события при более высоких энергиях. Однако поведение разложения в ряд по теории возмущений улучшается с ростом энергии из-за влияния бегущей α_s. Как следствие, описание инклюзивных величин, например, статистика хорошо сепарируемых струй, должно обеспечивать более надежные результаты.

Второй возможный подход – партонные ливни. В данном случае произвольное число ветвлений одного партона в два или больше партонов могут быть объединены для получения описания многоструйных событий без определенного верхнего предела на число участвующих партонов. Это вполне возможно, так как используется не выражение для полного матричного элемента, а только приближения, полученные упрощением кинематики, интерференционных вкладов и спиральной структуры. Таким образом, ожидается, что партонные ливни дадут хорошее описание внутренней структуры струй, хотя принципиально ливневый подход имеет ограниченную предсказательную силу для выхода хорошо сепарируемых струй (т.е. 2/3/4/5-струйных структур). На практике ливневые программы могут использоваться для описания эмиссии жестких глюонов, в частности, в процессах e^+e^--аннигиляции. Несмотря на это, ливневое описание не является оптимальным для определения абсолютного значения α_s.

Итак, два подхода являются во многих случаях взаимодополняющими, и оба приняты к использованию. Однако, из-за простоты и гибкости, преимущественно используется опция партонных ливней, в то время как опция матричных элементов применяется для определения α_s, угловых распределений струй, изучения от трехглюонных вершин и прочих специальных исследований. Очевидно, конечная цель – иметь описание, в котором гармонично сочетаются лучшие черты обоих подходов.

2.2.1 Матричные элементы

Матричные элементы применяются, в частности, в реализации по JETSET процесса $e^+e^- \to \gamma^*/Z^0 \to q\bar{q}$.

Для КЭД-излучения в начальном состоянии было принято описание в первом порядке. Это означает, что события разделяются на два класса: события, в которых при энергии выше некоторой минимальной излучается фотон, и без него. В последнем классе мягкие и виртуальные поправки "свалены" вместе и определяют эффект, который верен для одной петли. Этот подход отлично работал при энергиях PETRA/PEP, но оказался не слишком хорошим для распределений вблизи пика Z^0, т.е. в области, где сечение быстро изменяется и точность исчезает.

Для КХД-излучения в конечном состоянии имеется несколько опций. По умолчанию это – партонный ливень, но часто также используется и опция матричных элементов. При определении 3- и 4-струйных событий вводится условие, что любые два партона имеют инвариантную массу больше некоторой доли энергии в системе ЦМ. Трехструйные события, которые не удовлетворяют этому требованию, добавляются к двухструйным. Следовательно, опция матричных элементов первого порядка, которая содержит только 3- и 2-струйные события, не приводит к неоднозначности. Во втором порядке, где рассматриваются также и 4-струйные события, главный вопрос – что делать с теми событиями, которые не проходят по условию отбора. В зависимости от выбора схемы рекомбинации, в которой два близких партона могут сливаться в один, получаются различные события. Значит, дифференциальное сечение во втором порядке становится предметом некоторой дискуссии, и Jetset, действительно, содержит две различные реализации.

Напротив, Pythia не содержит каких-либо полных матричных элементов высших порядков со включенными петлевыми поправками. Есть несколько случаев, где матричные элементы высших порядков включены на уровне борновского приближения. Рассмотрим, например, случай образования W при столкновении адронов, содержащий в низшем порядке процесс $q\bar{q}' \to W$. При инклюзивном описании добавочные струи отдачи от W могут генерироваться партонными ливнями. Pythia содержит также два процесса второго порядка: $qg \to Wq'$ и $q\bar{q} \to Wg$. Сечения этих процессов расходятся при $p_\perp \to 0$. В этой области правильно было бы учесть петлевые поправки, которые не содержатся в Pythia. В зависимости от физического предназначения можно использовать Pythia одним из двух способов. В области малых $p_\perp$ предпочтительной является опция матричных элементов низшего порядка с партонными ливнями. Напротив, для образования W при больших $p_\perp$ ливневый подход слишком неточен, чтобы дать правильное сечение; вдобавок механизм отбора событий очень неэффективен. Здесь более выгодно генерировать события в первом порядке, а затем добавлять ливни для описания дополнительного более мягкого излучения.

2.2.2 Партонные ливни

Разделение излучения на ливни в начальном и конечном состоянии произвольно, но очень удобно. Существуют ситуации, где это уместно: например, процесс $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$ содержит только КХД-излучение в конечном состоянии (КЭД-излучение, однако, возможно как в начальном, так и в конечном состоянии), тогда как процесс $q\bar{q} \to Z^0 \to e^+e^-$ содержит только КХД-излучение в начальном состоянии. Аналогично, различие между излучением, идущим от q и от $\bar{q}$ является произвольным. В целом, приписание излучения данному материнскому партону есть хорошее приближение для излучения в узком конусе вдоль направления движения этого партона, но не для широкоугловой эмиссии между направлениями двух струй, когда, как ожидается, будут существенны эффекты интерференции.

В ливнях в начальном и в конечном состоянии структура задается в терминах переходов $a \to bc$, а именно, $e \to e\gamma$, $q \to qg$, $q \to q\gamma$, $g \to gg$ и $g \to q\bar{q}$. Каждый из этих процессов характеризуется ядром расщепления $P_{a\to bc}(z)$. Вероятность перехода пропорциональна интегралу $\int P_{a\to bc}(z)\,dz$. Значение z, выбранное для перехода, описывает разделение энергии между дочерней частицей b, забирающей долю энергии z, и дочерней частицей c, получающей остаток $1 - z$ энергии частицы a. Сформировавшись, дочерние частицы b и c, в свою очередь, могут ветвиться, и т.д.

Каждый партон характеризуется некоторым масштабом виртуальности Q^2, который дает приблизительное ощущение упорядочения по времени в каскаде. В ливнях в начальном состоянии значение Q^2 заметно возрастает с приближением к самому процессу жесткого рассеяния, в то время как в ливнях в конечном состоянии Q^2 уменьшается. Эволюция ливня отсекается при некотором нижнем предельном Q_0, обычно равном 1 ГэВ для КХД-излучения. Такой же масштаб обрезания используется для устранения расходимостей при излучении мягких глюонов в ядрах расщепления. Сверху вводится максимальный масштаб Q_{max}, привязывающий ливень к самому жесткому процессу. Связь между Q_{max} и кинематикой жесткого рассеяния не является определенной, и этот выбор может сильно повлиять на суммарное количество хорошо сепарируемых струй.

Несмотря на множество общих черт, механизмы ливней в начальном и конечном состоянии на самом деле весьма различны и описываются ниже раздельно. По историческим причинам ливни в начальном состоянии появились в JETSET, а в конечном – в PYTHIA.

Ливни конечного состояния времениподобны, т.е. $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \geq 0$. Поэтому в каскаде переменная эволюции Q^2 связывается в JETSET с m^2 ветвящегося партона, однако этот выбор не является единственным. Начиная с Q^2_{max}, начальный партон эволюционирует вниз по Q^2 до тех пор, пока происходит ветвление. Выбранное значение Q^2 определяет массу ветвящегося партона, а z в ядре расщепления – распределение энергии партона между его дочерними частицами. Они могут, в свою очередь, эволюционировать вниз с максимальной виртуальностью, теперь уже определяемой кинематикой, далее, до предельного значения Q_0.

В КХД-ливнях поправки к картине лидирующего логарифма (т.н. когерентные эффекты), приводят к упорядочению последующих актов излучения с точки зрения уменьшающихся углов. Это не следует автоматически из ограничения на упорядочение масс, а вводится как дополнительное условие на разрешенные акты излучения. Угловое упорядочение не влияет на излучение фотонов. Кроме того, можно получить нетривиальные корреляции между азимутальными углами в различных переходах, некоторые из которых введены как опции. Наконец, теоретический анализ явным образом предполагает выбор масштаба $\alpha_s = \alpha_s(p^2_\perp) = \alpha_s(z(1-z)m^2)$, что установлено в программе по умолчанию.

Механизм излучения в конечном состоянии применяется в системе ЦМ для процесса жесткого рассеяния. Полная энергия и импульс жестко рассеивающейся системы сохраняются, как и направление выходящих партонов (в данной системе). В отличие от ливней в конечном состоянии, ливни в начальном состоянии являются пространственноподобными. Это означает, что в последовательности переходов $a \to bc$, которые восходят от инициатора ливня к жесткому процессу, частицы a и b имеют $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \leq 0$. Сторонний переход для частицы c, которая не участвует в жестком рассеянии, приводит к помещению частицы на массовую поверхность или приобретению времениподобной виртуальности. В последнем случае от нее развивается времениподобный ливень, достаточно похожий на излучение в конечном состоянии, как было описано выше. В первом приближении эволюция главной пространственноподобной ветви характеризуется переменной эволюции $Q^2 = -m^2$, на которую наложено жесткое условие нарастания с ливнем, т.е. $Q^2_b > Q^2_a$. Поправки к этой картине подсчитаны, но в PYTHIA, в основном, отсутствуют.

Излучение в начальном состоянии регулируется с помощью схемы обратной эволюции. В этом подходе выбор жесткого рассеяния основывается на использовании эволюционирующих структурных функций, что означает, что все инклюзивные эффекты излучения в начальном состоянии уже включены. Это делается, начиная с двух входящих партонов в жестком взаимодействии, прослеживанием ливней "обратно по времени", назад к двум инициаторам ливней. Другими словами, получив партон b, пытаются найти партон a, который совершил переход в b. Поэтому эволюция при монте-карловском моделировании рассматривается в последовательности уменьшающихся пространственноподобных виртуальностей Q^2 и растущих долей импульса x. Ветвление на две частицы упорядочено общей последовательностью снижающихся Q^2.

В описанном выше формализме нет реального различия между излучением фотонов и глюонов. На самом деле некоторые детали отличаются, как будет объяснено далее в главе 6.

Излучение в начальном и конечном состоянии сдвигает кинематику первичного жесткого взаимодействия. В глубоконеупругом рассеянии это означает, что значения x и Q^2, которые могут быть извлечены из импульса рассеяного лептона, не согласуются с изначально выбранными значениями. В процессах с большими $p_\perp$ это означает, что имеются события не с двумя противоположно направленными струями и скомпенсированными $p_\perp$, а обладающие более сложной топологией. Поэтому эффекты от любых первоначальных ограничений смазываются, и в этом заключается недостаток подхода, основанного на партонных ливнях.

2.3 Пучковые остатки

В адрон-адронных взаимодействиях алгоритм излучения в начальном состоянии реконструирует по одному инициатору ливня в каждой пучковой частице. Этот инициатор уносит только часть полной энергии пучка, оставляя после себя пучковый остаток, который забирает остальную энергию. Для протонного пучка кварк-инициатор u оставит за собой дикварковый пучковый остаток ud с антитриплетным цветовым зарядом. Следовательно, этот цветной остаток сильно связан с инициатором, участвующим в жестком взаимодействии, и образует часть одной и той же фрагментирующей системы. Далее, как обычно, инициатору ливня приписывается начальный поперечный импульс, учитывающий движение кварков внутри начального адрона, как этого требует принцип неопределенности. Этот начальный $k_\perp$ выбирается в соответствии с некоторым приемлемым распределением, и отдача, по предположению, забирается пучковым остатком.

Часто остаток более сложен, например, инициатор g оставляет за собой протонную остаточную систему uud в октетном по цвету состоянии, которое может быть удобно разделено на цветной триплетный кварк и цветной антитриплетный дикварк, каждый из которых сильно связан с жестким рассеянием. Для задания распределения энергии между этими двумя объектами и их относительного поперечного импульса вводятся дополнительные степени свободы, которые не могут быть поняты из первых принципов.

Упрощенно можно ожидать, что событие ep имеет только один пучковый остаток, а событие e^+e^- его не имеет. Это не всегда верно, в частности, взаимодействие $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ в событии e^+e^- оставит пучковые остатки e^+ и e^-, а взаимодействие $q\bar{q} \to gg$ в структурном фоторождении в событии e^+e^- оставит после себя один $e^\pm$ и один $q/\bar{q}$ в каждом остатке. Соответствующие усложнения получаются при фоторождении в событиях ep.

Есть и другой источник пучковых остатков. Если структурные функции используются для определения внутренней структуры электрона, какая-то часть от начальной энергии не используется в жестком соударении, а связывается с излучением в начальном состоянии. Ливень в начальном состоянии используется для того, чтобы проследить эту эволюцию и реконструировать начальный электрон перед тем, как произошло какое-либо излучение. Однако из-за процедуры обрезания можно "недосчитаться" некоторой малой части начальной энергии. С другой стороны, вы можете отключить излучение в начальном состоянии, одновременно сохранив для структурного электрона структурные функции. В обоих случаях остающаяся энергия передается одиночному фотону с нулевым поперечным импульсом, который интерпретируется затем в том же духе, что и "настоящие" пучковые остатки.

До сих пор мы предполагали, что каждое событие содержит только одно жесткое взаимодействие, т.е. каждая начальная частица содержит только один партон, который принимает участие в жестком процессе, а все остальные конституенты проходят насквозь, не изменившись. Это верно для событий e^+e^- или ep, однако не обязательно справедливо для адрон-адронных соударений, и, таким образом, вероятность нескольких взаимодействий в одном и том же событии не может считаться пренебрежимо малой. В принципе, эти дополнительные взаимодействия могут возрастать, так как партон из одной пучковой частицы может рассеяться на нескольких различных партонах из другой, или потому, что несколько партонов из каждой пучковой частицы участвуют в отдельных рассеяниях

2 → 2. Возможны оба варианта, однако, с точки зрения комбинаторики, предпочтительнее последний, который и является механизмом, принятым в Pythia.

Доминирующие сечения КХД 2 → 2 расходятся при $p_\perp \to 0$ и быстро падают при больших $p_\perp$. Вероятно, сечения низших порядков теории возмущений будут поправлены при малых $p_\perp$ эффектами цветовой когерентности: обменный глюон с малым $p_\perp$ имеет поперечную волновую функцию и поэтому не различает индивидуальные цветовые заряды двух сталкивающихся адронов; следовательно, он почувствует только средний цветовой заряд, исчезающий при $p_\perp \to 0$. Вследствие этого в программу введен некоторый эффективный масштаб $p_{\perp min}$, ниже которого сечение по теории возмущений предполагается или нулевым, или сильно подавленным. Из эксперимента для $p_{\perp min}$ получается значение порядка 1,5–2,0 ГэВ.

Таким образом, для типичного события "minimum bias" (с минимальными условиями на отбор) можно ожидать, что найдется одно или несколько событий рассеяния при масштабе порядка или немного больше $p_{\perp min}$, хотя и для событий с большими $p_\perp$ также возможны дополнительные акты рассеяния при данном масштабе. Вероятность иметь несколько рассеяний с большими $p_\perp$ в одном событии мала, так как сечение быстро падает с ростом $p_\perp$.

Понимание многократного рассеяния до сих пор является примитивным, и даже экспериментальные доказательства того, что оно существует, достаточно слабы. Поэтому Pythia содержит несколько различных опций, в частности, одну примитивную, установленную по умолчанию. Опции отличаются также и по отношению к вопросу "эффекта пьедестала": растет ли вероятность дополнительных взаимодействий в событии, содержащем жесткое взаимодействие по сравнению с не содержащим такового?

2.4 Фрагментация

Теория возмущений КХД, сформулированная для кварков и глюонов, справедлива на малых расстояниях. На больших расстояниях КХД становится сильновзаимодействующей, и теория возмущений не работает. В режиме конфайнмента цветные партоны преобразуются в бесцветные адроны, а процесс преобразования называется адронизацией или фрагментацией. В этом описании мы оставляем первый термин для комбинации фрагментации и последующего распада нестабильных частиц.

Процесс фрагментации еще не может быть понят из первых принципов, начиная с лагранжиана КХД. Это оставляет свободным путь для развития множества феноменологических моделей. Обычно различают три основных направления: струнная фрагментация (СФ), независимая фрагментация (НФ) и кластерная фрагментация (КФ), хотя существует много вариантов и гибридных моделей. Являясь только моделями, ни одна из них не может претендовать на "истинность", но некоторые из них могут быть лучше обоснованными, чем другие. Лучшей является та, что нацелена на внутреннюю согласованность, хорошее представление существующих данных и имеющая предсказательную силу в еще неизученных областях или для результатов при более высоких энергиях.

Jetset внутренне связана со струнной фрагментацией в форме традиционной лунд-модели. Опция струнной фрагментации включена по умолчанию для всех применений Jetset/Pythia, однако существуют также опции независимой фрагментации, применяющиеся тогда, когда нужно исследовать проявления струнных эффектов.

Все современные модели фрагментации имеют вероятностную и итеративную природу. Это означает, что процесс фрагментации как таковой описывается в терминах одного или нескольких простых основных ветвлений типа струя → адрон + остаточная струя, струна

$\to$ адрон + остаточная струна и т.д. Для каждого перехода задаются вероятностные правила рождения новых ароматов и распределения энергии и импульса между продуктами фрагментации.

Чтобы понять фрагментационные модели, полезно начать с простейшей возможной системы – с синглетного по цвету 2-струйного события $q\bar{q}$, рожденного при e^+e^-–аннигиляции. Здесь исследования КХД на решетке дают обоснование картины линейного конфайнмента (в отсутствие динамических кварков), т.е. энергия, запасенная в цветовом поле между зарядом и антизарядом, растет линейно с разделением зарядов, если пренебречь кулоновским членом. Это совершенно отличается от типичного КЭД-поведения и связано с присутствием трехглюонной вершины в КХД. Однако детали этого процесса еще недостаточно хорошо изучены.

Предположение о линейном конфайнменте обеспечивает стартовую точку в струнной модели. Когда q и $\bar{q}$ движутся друг относительно друга от общей точки рождения, физическая картина состоит в том, что трубка цветового потока вытягивается между q и $\bar{q}$. Поперечные размеры трубки и типичные размеры адронов – порядка 1 фм. Если трубка предполагается однородной по всей длине, то это автоматически приводит к конфайнменту с линейно растущим потенциалом. Для получения лоренц-инвариантного и причинного описания потока энергии с учетом линейного конфайнмента лучше всего использовать формализм динамики безмассовой релятивистской струны без поперечных степеней свободы. Математически одномерная струна может считаться параметризацией положения оси цилиндрически симметричной трубки потока. Из адронной спектроскопии извлекается струнная константа, т.е. энергия на единицу длины, и она равна $\kappa \approx 1$ ГэВ/фм. Выражение "безмассовая" несколько неверно: κ эффективно соответствует "массовой плотности" вдоль струны.

Теперь давайте обратимся к процессу фрагментации. Когда q и $\bar{q}$ движутся друг от друга, энергия, запасенная в струне, возрастает, и струна может оборваться с рождением новой пары $q'\bar{q}'$, так что система расщепляется на две системы, синглетных по цвету: $q\bar{q}'$ и $q'\bar{q}$. Если инвариантная масса любой из полученных таким образом струн достаточно велика, происходят дальнейшие разрывы. В лундовской струнной модели процесс разрыва струны продолжается до тех пор, пока адроны остаются на массовой поверхности, и каждый адрон соответствует маленькому кусочку струны с кварком на одном конце и антикварком на другом.

При генерации пары $q'\bar{q}'$ в точке разрыва струны лундовская модель обращается к идее квантовомеханического туннелирования. Это приводит к независящему от аромата гауссовому спектру по $p_\perp$ пар $q'\bar{q}'$. Так как струна предполагается не имеющей поперечных возбуждений, этот $p_\perp$ локальным образом компенсируется между кварком и антикварком пары. Полный $p_\perp$ адрона создается из вкладов по $p_\perp$ от кварка и антикварка, которые формируют адрон. В это описание также можно включить некоторый вклад от пертурбативной эмиссии очель мягких глюонов.

Картина туннелирования предполагает подавление образования тяжелых кварков – $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$. Значит, следует ожидать, что очарованный и более тяжелые кварки будут рождаться не в процессе мягкой фрагментации, а только в пертурбативных переходах партонного ливня $g \to q\bar{q}$.

Когда кварк и антикварк, расположенные "по соседству" на струне, объединяются для формирования мезона, необходимо задать алгоритм выбора между различными разрешенными возможностями, в особенности между псевдоскалярными и векторными мезонами. Тут струнная модель не слишком сильна в предсказаниях. На качественном уровне ожидается отношение 1 : 3 из учета числа спиновых состояний, умноженного на некоторый нормировочный коэффициент волновой функции, который отвечает за подавление тяжелых состояний.

Кроме того, механизм туннелирования может быть использован для формирования барионов. Это до сих пор слабо изученная область. В наиболее простом из возможных подходов дикварк в цветном антитриплетном состоянии рассматривается как обычный антикварк, так что струна может разрываться на кварк-антикварковые или антидикварк-дикварковые пары. Более сложный сценарий – "попкорн", где дикварки как таковые не существуют, а вместо этого одна за другой рождаются кварк-антикварковые пары. Эта последняя картина дает менее строгую корреляцию по ароматам и импульсному пространству для бариона и антибариона, составляющих пару.

В целом, различные струнные разрывы причинно разъединены. Это означает, что можно описывать разрывы в любом удобном порядке, например, с кваркового конца внутрь. Поэтому логично выписать следующую итеративную схему фрагментации. Предположим, что начальный кварк q движется вдоль оси $+z$, а антикварк – в противоположном направлении. Мезон $q\bar{q}_1$ образуется вследствие рождения пары $q_1\bar{q}_1$, причем кварк q остается неспаренным. Теперь может образоваться вторая пара $q_2\bar{q}_2$, дав новый мезон $q_2\bar{q}_2$, и т.д. На каждом шагу образующийся адрон забирает некоторую долю энергии и импульса. Этот процесс может продолжаться до полного исчерпания энергии, с некоторыми изменениями вблизи конца струны с $\bar{q}$, чтобы обеспечить правильное значение суммарной энергии и импульса.

Однако выбор начала фрагментации с кваркового конца является произвольным. Процесс фрагментации, описанный при инициализации от конца системы с $\bar{q}$, должен быть эквивалентным. Эта "лево-правая" симметрия ограничивает разрешенную форму функции фрагментации $f(z)$, где z есть доля импульса на световом конусе $E \pm p_z$ ($+$ для q-струи и $-$ для $\bar{q}$-струи). Результирующая лундовская симметричная функция фрагментации имеет два свободных параметра, определяемых сравнением с экспериментальными данными.

Детали струнной схемы становятся более сложными, если от общей точки движутся несколько партонов. Для события $q\bar{q}g$ струна натягивается от конца с q через g к концу с $\bar{q}$, т.е. глюон дает изгиб струны с некоторой энергией и импульсом. Вследствие этого, к глюону подходят два куска струны, и отношение глюонной к кварковой силе натяжения струны равно 2, числу, которое можно сравнить с отношением операторов Казимира для цветных зарядов $N_C/C_F = 2/(1-1/N_C^2) = 9/4$. В этом и в некоторых других отношениях струнная модель может рассматриваться как вариант КХД, в котором число цветов N_C не равно 3, а бесконечно. Отметим, что коэффициент 2 не зависит от кинематической конфигурации: меньший угол раствора между двумя партонами соответствует меньшей длине струны, вытянувшейся за единицу времени, и увеличению поперечной скорости куска струны, которая точно компенсирует изменение значения плотности энергии на единицу длины струны.

Струна $q\bar{q}g$ фрагментирует по всей длине. В первом приближении это означает, что есть один фрагментирующий кусок между q и g, а второй – между g и $\bar{q}$. Один адрон "сидит верхом" на двух кусках струны, т.е. в пределах глюонного угла. Остальные частицы рождаются как в случае двух простых струн $q\bar{q}$, хотя струны смещены по отношению к глобальной системе ЦМ. При детальном рассмотрении движение струн и фрагментация усложняются из-за появления дополнительных областей струн в результате эволюции системы во времени. Эти поправки особенно важны для мягких и коллинеарных глюонов, так как они обеспечивают плавный переход между событиями, где такое излучение имеет место, и событиями без него. Поэтому струнная фрагментация – "инфракраснобезопасная" по отношению к испусканию мягких и коллинеарных глюонов.

Для событий, включающих много партонов, существует несколько возможных топологий упорядочения вдоль струны. В качестве примера можно рассмотреть $q\bar{q}g_1g_2$ (глюонные индексы здесь используются, чтобы пометить два различных вектора импульса глюонов), где струна может соединять последовательности партонов $q - g_1 - g_2 - \bar{q}$ и $q - g_2 - g_1 - \bar{q}$. Матричные элементы, вычисляемые по теории возмущений, содержат интерференционные члены между этими двумя возможностями, означающие, что цветовой поток не всегда хорошо определен. К счастью, интерференционные члены входят с коэффициентом подавления $1/N_C^2$, где $N_C = 3$ – число цветов, а значит, могут быть найдены рецепты приближения. Последнее замечание: в аргументации о важности цветовых потоков есть молчаливое предположение, что обмены мягкими глюонами не перемешивают начальные цвета партонов; похоже, что это так, однако это пока не доказано.

2.5 Распады

Большинство частиц, рожденных при фрагментации, нестабильно и последовательно распадается в наблюдаемые стабильные (или квазистабильные) частицы. Поэтому важно включить все частицы с их правильными массовыми распределениями и свойствами распада. Хотя физика здесь затрагивается весьма поверхностно, это делается менее тривиально, чем говорится: существует множество экспериментальных данных, но есть и пробелы. Для очарованных мезонов необходимо объединить измеренные эксклюзивные вероятности распадов с некоторыми инклюзивными распределениями по множественности для того, чтобы получить согласованный и разумно полный набор распадных каналов, что представляет собой достаточно деликатную задачу. Для b-мезонов в адронных распадах до сих пор использовались только достаточно простые оценки типа вычисления разрешенного объема фазового пространства.

Как правило, предполагается, что продукты распада равномерно распределены по фазовому пространству, т.е. нет никакой динамики в их относительных распределениях. Однако во многих случаях необходимы добавочные предположения, например, для полулептонных распадов очарованных и b-адронов требуется включить правильные матричные элементы. Частицы могут рождаться поляризованными, что приведет к неизотропности распределений для продуктов их распада. Многие из этих эффектов не реализованы в программе. Фактически, информация о спине не учитывается вовсе, но может быть полностью реконструирована при необходимости.

Обычно реализация распадов осуществляется в JETSET с использованием набора таблиц, в которых заданы вероятности и моды распада. В PYTHIA существует реализация, используемая для особого перечня частиц: Z^0, $W^\pm$, H^0, Z'^0, $W'^\pm$, H'^0, A^0, $H^\pm$, R^0, q^*, ℓ^* и лептокварка L_Q. Вместе мы называем их резонансами, отличая реализацию "распадов частиц" в JETSET от реализации "распадов резонансов" в PYTHIA. Конечно, это только вопрос терминологии: такая частица, как ρ, тоже может быть названа резонансом. Резонанс в (PYTHIA) характеризуется тем, что парциальные ширины и вероятности распадов (бренчинги) для различных каналов вычисляются динамически, как функция действительной массы частицы. Поэтому не только задается изменение вероятности распада по заданному каналу для изменения номинальной массы H^0 со 100 до 200 ГэВ, но и для хиггса с фиксированной номинальной массой, скажем, 200 ГэВ, соответствующая вероятность распада меняется во всем диапазоне значений действительной массы, например, от 190 до 210 ГэВ. В частности, это существенно для обработки достаточно широких резонансов и в околопороговых областях. Чтобы подход, подобный описанному, работал, совершенно необходимо иметь перенормируемые выражения для всех парциальных ширин, что является одной из причин, почему соответствующая реализация не будет такой же, как для обычного адронного резонанса типа ρ.

Типичные продукты распада резонансов из Pyhthia – кварки, лептоны, другие резонансы, например, $W \to q\bar{q}g$, $H^0 \to W^+W^-$. В распадах на кварки автоматически добавляются партонные ливни, чтобы дать более реалистичную многоструйную структуру; также можно организовать излучение от лептонов. Если, в свою очередь, продукты распада тоже являются резонансами, следуют дальнейшие распады. Часто информацию о спине можно извлечь из выражений для матричных элементов распада резонансов, в отличие от стандартной ситуации при распадах обычных частиц. Это означает, что угловые распределения для двух распадов пары резонансов W^+W^- правильно скоррелированы. Если же информацию о спине извлечь нельзя, то резонансы считаются распадающимися изотропно.

Топ-кварк представляет особую проблему. Изначальный алгоритм основан на предложении, что t-кварк – долгоживущий, так что топ-адроны успевают сформироваться в процессе фрагментации, а затем распадаются по слабому каналу. Однако для принятых в настоящее время значений массы топ получается, что это предположение неверно, и требуется рассматривать распад топ-кварка перед фрагментацией. В этом смысле топ-кварк должен рассматриваться по аналогии с вышеупомянутыми резонансами. Пока что это не сделано, однако возможно, что этот эффект не слишком сильно влияет на физические результаты для большинства экспериментальных приложений.

Глава 3

Обзор программ

Этот раздел содержит различную информацию. Первая часть есть краткий обзор предыдущих версий Jetset и Pythia. Вторая часть содержит команды для установки программ и описание общей философии, которой руководствовались авторы при их создании. Здесь же содержится информация о том, как следует читать это руководство. Третья, и последняя, часть содержит несколько примеров коротких программ для иллюстрации общего стиля работы с пакетами Pythia/Jetset, а также начальную информацию о том, как следует интерпретировать информацию, содержащуюся в результирующей распечатке. Последняя часть главным образом ориентирована на новичков и может быть пропущена более опытными пользователями.

Так как программы Jetset и Pythia в настоящее время весьма тесно связаны и постепенно объединяются, они рассматриваются вместе в этом описании. Однако они все еще выступают как отдельные программы с несколько разными стилем и акцентами.

Jetset появилась раньше и положила начало целому семейству лунд-генераторов событий. Она может быть разделена на две части. Основная часть представляет собой пакет подпрограмм для фрагментации струй, распадов частиц, партонных ливней в конечном состоянии, а также подпрограмм анализа событий и других пользовательских приложений. Этот пакет может использоваться для любого жесткого процесса, обеспечивая универсальность основного струйного механизма, то есть предположения, что процесс фрагментации существенно один и тот же при рассмотрении как e^+e^--, так и pp-событий, и что различия для включаемых процессов присутствуют только на партонном уровне. Этот пакет используется не только всеми остальными программами семейства "лунд", но также и многими другими программами, написанными для исследования специфических процессов. Меньшая часть Jetset – генератор событий e^+e^--аннигиляции, в соответствии с подходом партонного ливня или матричного элемента. Программа Jetset полностью замкнута.

Программа Pythia была создана для генерации жестких или мягких процессов при столкновении лептонов, адронов и фотонов и оптимизирована для e^+e^--, ep- и pp-столкновений. Pythia – более структурированная программа по сравнению с Jetset, представляющей из себя свободную совокупность подпрограмм, которые можно объединять и комбинировать по желанию. В Pythia вначале нужно установить код желаемого процесса, и после этого все события будут генерироваться в соответствии с заданной спецификацией. Программа также содержит обширную библиотеку дифференциальных сечений жестких подпроцессов, библиотеку структурных функций, механизмы генерации процессов и обработки ливней в начальном состоянии и пучковых остатков. Jetset используется для генерации ливней в конечном состоянии, фрагментации и распада. В принципе, никаких других внешних библиотек пользователю не требуется, однако обеспечивается доступ к внешним библиотекам структурных функций.

JETSET, а иногда также и PYTHIA, используется в большом количестве программ, написанных другим людьми. Здесь мы не станем приводить их полного списка. Большинство этих программ создавалось в какой-либо определенной коллаборации для внутренних нужд, и поэтому они не имеют широкого распространения. Ниже мы даем список нескольких программ из группы "лунд", которые могут иметь несколько более широкое применение. Ни одна из них не связана с работой автора настоящего описания, так что все вопросы должны адресоваться соответствующим лицам.

- ARIADNE – генератор дипольного излучения, написан, в основном, L. Lönnblad [Pet88]. Диполь представляет альтернативную формулировку ливней в начальном и конечном состоянии. JETSET или PYTHIA могут использоваться для генерации жестких процессов, а JETSET – для фрагментации.
- AROMA – генератор процессов лепторождения тяжелых ароматов, написан G. Ingelman и G. Schuler [Ing88]. Использует JETSET для фрагментации.
- FRITIOF – генератор адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений – [Nil87], который использует PYTHIA как генератор процессов жесткого рассеяния и JETSET – для фрагментации. В настоящее время за разработку программы отвечает H. Pi.
- LEPTO – генератор событий лепторождения, написанный, в основном, G. Ingelman [Ing80]. Дает партонные конфигурации при глубоконеупругом рассеянии в соответствии с рядом возможностей. Использует JETSET для фрагментации и, кроме того, имеет дополнительную опцию партонного ливня, основанную на PYTHIA.
- LUCIFER – генератор фоторождения, написанный G. Ingelman и A. Weigend [Ing87a]. Это модификация более ранней версии PYTHIA, и в ней используется JETSET.
- TWISTER – генератор, моделирующий вклады от высших твистов, написанный G. Ingelman [Ing87]. Это также модификация более ранней версии PYTHIA, использующая JETSET.

3.1 Процесс совершенствования программ

И JETSET, и PYTHIA в настоящее время – довольно старые и устоявшиеся программы, но они до сих пор настойчиво улучшаются. Для JETSET развитие было особенно быстрым на ранней стадии, и к настоящему времени программа достигла определенного предела, а темп вносимых изменений значительно снизился. Наоборот, PYTHIA непрерывно развивалась за последние годы, и до сих пор заметен дальнейший рост, хотя наиболее общая структура в настоящее время уже установлена.

Раньше, до появления электронной почты, новые программы распространялись нечасто, и номера версий соответствовали принципиальному скачку вычислительных возможностей. Сегодня процесс развития более непрерывный, и таков же процесс распространения новых версий. В частности, введение нового процесса или особенности часто оформлено в виде короткого примечания, если не возникает никаких проблем совместимости прежнего содержания со вновь включенным. Поэтому номера версий и подверсий не содержат полную историю изменения программ; кроме того, существует опция даты последнего изменения для характеристики подверсии.

Для наглядности, в таблицах 3.1 и 3.2 перечислены основные "официальные" версии JETSET и PYTHIA соответственно, с некоторыми краткими комментариями.

Таким образом, все версии, предшествующие JETSET 6.3 и PYTHIA 4.8, должны счи-

Таблица 3.1: Основные версии Jetset, с датой их появления, изданным руководством и основными изменениями по сравнению с предыдущими версиями

Номер	Дата	Публикация	Основные новшества или улучшения
1	Ноябрь 78	[Sjö78]	струи от отдельных кварков
2	Май 79	[Sjö79]	струи тяжелых ароматов
3.1	Август 79	–	2-струйные события в e^+e^-, предварительный 3-струйный алгоритм
3.2	Апрель 80	[Sjö80]	3-струйные события в e^+e^- с полными матричными элементами, распад топоний $\rightarrow ggg$
3.3	Август 80	—	более мягкий спектр фрагментации
4.1	Апрель 81	—	рождение барионов и фрагментация дикварков, четвертое поколение кварков, многоструйные системы
4.2	Ноябрь 81	—	физика при малых значениях $p_\perp$
4.3	Март 82	[Sjö82]	4-струйные события и КХД-структура в e^+e^-
	Июль 82	[Sjö83]	подпрограммы анализа событий
5.1	Апрель 83	—	улучшенная схема струнной фрагментации, симметричная фрагментация, полное КХД-описание во втором порядке для e^+e^-
5.2	Ноябрь 83	—	схема сохранения импульса для модели независимой фрагментации, излучение фотонов в начальном состоянии в e^+e^-
5.3	Май 84	—	модель "попкорн" для рождения барионов
6.1	Январь 85	—	переструктурирование общих блоков, партонные ливни
6.2	Октябрь 85	[Sjö86]	обнаружение ошибок
6.3	Октябрь 86	[Sjö87]	новая схема партонных ливней
7.1	Февраль 89	—	новые коды частиц и структура общих блоков, большее количество мезонов, улучшенные распады, информация о вершине, модель абелевского глюона, эффекты Бозе–Эйнштейна
7.2	Ноябрь 89	—	доступ к новым стандартным общим блокам, излучение фотонов в ливне
7.3	Май 90	[это описание]	расширенное обеспечение для нестандартных частиц

Таблица 3.2: Основные версии PYTHIA, с датой их появления, изданным руководством и основными изменениями по сравнению с предыдущими версиями

Номер	Дата	Публикация	Основные новшества или улучшения
1	Декабрь 82	[Ben84]	синтез предшествующих программ (COMPTON, HIGHPT и KASSANDRA)
2	—		
3.1	—		
3.2	—		
3.3	Февраль 84	[Ben84a]	структурные функции с нарушением масштабной инвариантности
3.4	Сентябрь 84	[Ben85]	более эффективный выбор кинематики
4.1	Декабрь 84		партонные ливни в начальном и конечном состоянии, W и Z
4.2	Июнь 85		многократные взаимодействия
4.3	Август 85		процессы WW, WZ, ZZ и R
4.4	Ноябрь 85		процессы γW, γZ, $\gamma\gamma$
4.5	Январь 86		рождение H^0, дифракционное и упругое рассеяние
4.6	Май 86		угловая корреляция в распадах пары резонансов
4.7	Май 86		процессы рождения Z'^0 и H^+
4.8	Январь 87	[Ben87]	переменный прицельный параметр в многократных взаимодействиях
4.9	Май 87		процесс $g\mathrm{H}^+$
5.1	Май 87		массивные матричные элементы для тяжелых кварков
5.2	Июнь 87		рассеяние промежуточных бозонов
5.3	Октябрь 89		новые частицы и коды подпроцессов, новая структура общих блоков, новый алгоритм кинематического отбора, некоторые лептон-лептонные и лептон-адронные взаимодействия, новые подпроцессы
5.4	Июнь 90		s-зависимость ширины резонанса, резонансы не на массовой поверхности, новые процессы, новые структурные функции
5.5	Январь 91		улучшенные e^+e^-- и ep-столкновения, несколько новых процессов
5.6	Сентябрь 91	[это описание]	реорганизованные структурные функции, новые процессы, определяемые пользователем, внешние процессы

таться устаревшими, и поэтому они никак не поддерживаются. Так как физические изменения в Jetset были не слишком радикальными при переходе от 6 к 7 версии, то переключение на 7 версию с целью проведения более расширенных исследований мало что даст. Эволюция Pythia была более быстрой, и версия 5 содержит больше новых особенностей по сравнению с версией 4. 8. Однако для традиционных прикладных программ еще можно использовать комбинацию Pythia 4. 8 и Jetset 6. 3.

7 версия Jetset и 5 версия Pythia развивались параллельно, так как много процессов, добавленных в более поздних версиях Pythia, используют характеристики частиц, присутствующие только в этой и последующих версиях Jetset. Поэтому есть эмпирическое правило, что сочетание Jetset версий 7. 1 и 7. 2 и Pythia версии 4. 9 - 5. 5 заменяется на текущую комбинацию Jetset 7. 3 и Pythia 5. 6. При таком повышении вычислительных возможностей возникает очень небольшое количество проблем совместимости с ранними версиями, в отличие от предыдущих подверсий Jetset 7 и Pythia 5.

Предыдущие версии руководств содержали подробный перечень изменений от одной версии к другой. Ниже мы приводим только те изменения, которые появились в большинстве недавних версий программ. Если явно ничего не сказано, эти изменения не влияют на совместимость с прежними версиями, а только добавляют новые особенности. Изменения, сделанные после начала 1992 года, даются с датой этих изменений, а сделанные раньше этого времени не отмечаются собственной датой.

3.1.1 Изменения в JETSET 7.3

Изменения от версии 7. 2 к 7. 3, по существу, весьма незначительны и не должны вызывать каких-либо проблем. Многие из добавленных особенностей на самом деле используются не самой Jetset, а только при вызовах из Pythia.

- Параметр `PARU(121)`, $\tan^2\beta$ для сценария рождения заряженного хиггса поменялся на `PARU(141)`, равный $\tan\beta$; также изменилось значение параметра по умолчанию (с 1 на 5).
- Параметры `PARJ(35)` и `PARJ(40)` больше не используются в опции "гибридная" лундовская симметричная + SLAC'овская функция фрагментации; вместо этого используются `PARJ(33)` и `PARJ(38)`, как в стандартной концепции лундовской функции фрагментации.
- Было введено несколько новых каналов распада, и некоторые каналы сместились; таким образом, старые номера каналов распада изменились. Последнее такое изменение было сделано 3 марта 1991 года, так что вам необходимо самим отслеживать действия вашей программы, если она явным образом использует номера каналов и является более старой версией, чем указано выше.
- Имя частицы с кодом 36 изменилось с `H''0` на `A0`.
- Появилась возможность выбирать более мягкую функцию фрагментации для тяжелых ароматов (charm- и выше) в соответствии с заданным струнной моделью распределением Баулера (à la Artru - Mennessier, с дальнейшим расширением Морриса).
- Была добавлена подпрограмма для вычисления поправок к α_{em}.
- Был добавлен лептокварк L_Q, как частица с кодом 39.
- Были расширены параметризации констант связи для нестандартной модели Z', W', H^0, H'^0, A^0, H^+ и L_Q.
- Лептон также получил возможность излучать фотоны в конечном состоянии (в `LUSHOW`).
- Было исправлено несколько небольших ошибок.

Следующие изменения были сделаны с начала 1992 года:

- 21 февраля: лептон получил возможность излучать фотоны в ливне, инициированном из `LUDECY`.
- 21 февраля: дополнительная проверка на стадии, предшествующей кластеризации, в `LUCLUS`.
- 10 марта: изменение трактовки в `LUDECY` каналов распада типа $\mathrm{W}^+ \to \mathrm{t}\overline{\mathrm{b}}$.
- 13 апреля: корректировка значения по умолчанию ключа `MSTU(114)`.
- 13 мая: предоставлена возможность подавления рождения η и η', см. `PARJ(25)` и `PARJ(26)`.
- 20 мая: фиксирование ошибки переполнения целой части в `LUTABU` для факториальных моментов.
- 20 мая: изменение способа вычисления массы в `LUTEST`.
- 16 июня: модификация `LUHEPC`, чтобы избежать проблем, возникающих в записи истории события при генерировании наложенных событий в Pythia.
- 17 июня: добавлена опция 16 к `LUEDIT`.
- 17 июня: включено полное угловое распределение для 3-струйного события в рамках модели электрослабых взаимодействий в опции скалярного глюона.
- 26 июня: введение частицы η_{techni} с соответствующим кодом 38.
- 10 июля: введение дифракционного π^0/ρ^0-состояния как частицы с кодом 110.
- 29 июля: обеспечена отмена установки хронологических указателей `K(I,4)` и `K(I,5)` с информацией о цветопотоке при вызове `LUSHOW` для фотона.
- 31 июля: обеспечен пропуск при вычислении сдвига импульса в `LUBOEI` для пар настолько близких, что возникают проблемы численной точности.
- 2 сентября: улучшен максимальный вес в `LUDECY` для $\tau \to \nu_\tau$.

3.1.2 Изменения в PYTHIA 5.6

Изменения от 5.5 к 5.6 версии весьма малы, и любая программа, которая выполнялась с использованием версии 5. 5, будет также работать и с Pythia 5. 6.

- Реорганизованы структурные функции, так что пользовательский интерфейс `PYSTFE` заменился на кодовый доступ к пакетам структурных функций Pdflib [Plo91], Pakpdf [Cha92] и Phopdf [Cha91]. Поэтому для доступа к соответствующим интерфейсам нужно найти строки, начинающиеся с `C!`, в первых двух столбцах исходного ФОРТРАН'овского файла. Также изменились ключи `MSTP(51)-MSTP(58)` для структурных функций.
- Добавлена подпрограмма `PYEVWT`, позволяющая пользователям изменять вес и сечения событий.
- Для ливня в начальном состоянии добавлена возможность развития КХД-ливня, обусловленного внутренней структурой электрона.
- Добавлена возможность наличия внутреннего $k_\perp$ для партонов в фотоне; см. `MSTP(93)`.
- Возможность дополнительного изменения масштаба для процессов глубоконеупругого рассеяния; см. `MSTP(22)` и `MSTP(32)`.
- Добавлен механизм установки значений x и Q^2 рассеянного лептона в глубоконеупругом рассеянии в соответствии с первоначально сгенерированными, то есть механизм компенсации сдвигов, вызванных КХД-излучением в начальном и конечном состоянии. Подробнее см. `MSTP(23)`.

- Исправлены некоторые незначительные ошибки.

Следующие изменения были сделаны с начала 1992 года:

- 21 января: процесс 73 исправлен для переопределения масс, т.е. если W получает массу Z, и наоборот.
- 24 января: введение возможности для пользователей задавать внешние процессы, а также способ определения партонных конфигураций для последующей эволюции ливня, фрагментации и так далее. См. описание в разделе 9.5.
- 18 февраля: введение процессов 86 - 89 для рождения J/ψ.
- 19 февраля: замена значения по умолчанию `PARP(41)` на 0.02.
- 21 февраля: лептоны получают возможность излучать фотоны в ливне, инициированном из `PYRESD`.
- 25 февраля: включение значения m_t в `PDFSET`, вызываемой из `PYSTFU`.
- 25 февраля: малое изменение для одной из параметризаций Блока-Кайна в `PYXTOT`.
- 10 марта: включение общего блока `/LUDAT2/` в `PYSTFU` (необходимо для всех изменений, начиная с изменения, датируемого 25 февраля).
- 25 марта: фиксирование ошибки при вызове партонного ливня для внешних процессов, определяемых пользователем.
- 3 апреля: введение π^0 как разрешенной пучковой частицы (используется, например, для представления γ в модели векторной доминантности).
- 5 мая: некоторые дополнительные возможности для определяемых пользователем процессов, особенно обработка ошибок.
- 13 мая: изменение доступа к новой версии PHOPDF с переопределением массива ароматов, расширенного от `(0:5)` до `(-6:6)`.
- 13 мая: введение простой гауссовой параметризации первичной вершины события, см. `MSTP(151)`.
- 2 июня: усовершенствование схемы для сохранения post facto значений x и Q^2 в глубоконеупругом рассеянии.
- 16 июня: введение вызова `LUEDIT(16)` в `PYEVNT` для реконструкции нескольких потерянных цепочек в истории события.
- 22 июня: введение параметризации полного сечения γp в `PYXTOT`. При выборе вариантов может использоваться переменная `MSTP(30)`.
- 23 июня: исправление ошибки, которая давала слишком большую скорость распада суперсимметричной хиггсовой частицы на $\tau^+\tau^-$.
- 24 июня: введение простого описания многократных взаимодействий в γp-событиях, с использованием такого же формализма, как в случае pp.
- 29 июня: включение процесса 149, $g+g \to \eta_{techni}$. Два основных свободных параметра есть масса η_{techni} в `PMAS(38,1)` и постоянная распада F_π в `PARP(46)`.
- 3 июля: расширен процесс 77, так что он работает также и для продольного рассеяния W одного знака, то есть $W^+W^+ \to W^+W^+$.
- 6 июля: дополнительное изменение масштаба `MSTP(22)=4`, разрешенного для глубоконеупругого рассеяния партона в эволюционирующем ливне.
- 6 июля: модификация моделирования $H^\pm$ так, чтобы включить константы связи с кварками нижнего типа в процессе 161, а также учесть поправки к массе кварка нижнего типа в процессах 143 и 161, для последнего – в соответствии со значением `MSTP(37)`.
- 7 июля: исправление ошибки в `MSTP(13)=2` (значение не по умолчанию) опции

PYSTEL, из-за которой структурные функции партонов внутри электрона имели ошибку в значении на 10–20%.

- 7 июля: сделано более эффективным применение известных ограничений на псевдобыстроты в PYCKIN.
- 7 июля: введение опции 3 при вызове PYFRAM, позволяющей легко сместиться в систему ЦМ адронной подсистемы в событии лептон-адронного взаимодействия.
- 8 июля: введение параметризаций для упругих и дифракционных сечений и параметра наклона в γp-процессах. Также введены новые опции MSTP(30)=0 и MSTP(31)=0, с помощью которых вы можете устанавливать ваши собственные значения сечений.
- 10 июля: введение абсолютно нового механизма генерации упругих и дифракционных событий. Теперь распределение по переменной t моделируется лучше, и разрешенный массовый спектр дифракционных состояний опускается до более низкого предельного значения. Разрешены начальные γ-пучки, и ρ^0, рожденный в процессе типа $\gamma p \to \rho^0 p$, распадается анизотропно.
- 6 августа: изменение PYREMN так, чтобы проверка по массе остатка не делалась в тех случаях, когда остаток отсутствует.
- 7 августа: изменение PYREMN так, чтобы распределение энергии для остатка структурного фотона осуществлялось как в случае соответствующего мезонного остатка; т.е. ключ MSTP(92) и связанные с ним значения PARP теперь применяются также и к фотонному остатку.
- 8 августа: изменение PYSTFU и PYSTEL так, чтобы осуществлялся доступ к фотонным структурным функциям PDFLIB, введенным в недавней версии 3.00. Чтобы использовать эту особенность, нужно положить MSTP(56)=2 и выбрать набор из PDFLIB в MSTP(55). Как и раньше, нужно найти строки, начинающиеся с C!, в которых описаны соответствующие вызовы.
- 12 августа: заданы различные распределения морских u- и d-кварков из PDFLIB. Также разрешена опция MSTP(57)=0 для PDFLIB.
- 13 августа: введение VINT(231) как минимального значения Q^2 для набора структурных функций (не используется в PAKPDF или PHOPDF).
- 31 августа: изменение PYKMAP для $2 \to 3$ процессов во избежание проблем численного счета.
- 6 сентября: замена параметризации полного сечения γp на новую по Донначи–Ландшофу.

3.2 Установка программ

Существует несколько "авторских" источников программ. "Master"-копии программ PYTHIA/JETSET всех существующих в настоящее время версий вплоть до самой последней, объединяющей PYTHIA и JETSET в одно целое, с полными фортрановскими кодами программ, программными руководствами и комментариями обо всех изменениях свободно можно взять по адресу:
http://thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html.
(персональная WWW-страница автора программы Т. Съестранда в университете г. Лунд). Находящаяся здесь информация о программах PYTHIA/JETSET является наиболее полной и постоянно обновляется.
Эта информация доступна также по ftp-адресу:
ftp.thep.lu.se/pub/LundPrograms/Pythia

Кроме того, фортрановские коды последних версий программ Pythia и Jetset и последний вариант программного руководства (т.е. версии Pythia 6.1 – в настоящее время) без комментариев обо всех прошлых версиях и изменениях размещаются на серверах в ЦЕРН'е и Фермилабе и обновляются при выходе в свет новой версии. Соответствующие адреса:
http://fnpspa.fnal.gov/mcgen/lund/lund.html
http://www.irb.hr/~cern/pythia_html3/node2.html

Программы написаны полностью на стандартном ФОРТРАН 77 и должны выполняться на любой ЭВМ с таким компилятором. Поэтому, в первом приближении, компиляция программ должна быть простой.

К сожалению, эксперименты с большим количеством различных компиляторов дают один и тот же результат: использование опций для получения оптимизированных кодов на деле дает ошибочный код (например, операции внутри циклов `DO` перемещаются наружу и ставятся перед ними, однако при этом некоторые переменные устанавливаются неправильно). Следовательно, общий совет таков: нужно использовать низкий уровень оптимизации, типа `OPTIMIZE(2)` на IBM, `/NOOPT` на VAX, и т.д. Обратите внимание, что часто такая установка не делается по умолчанию.

Только на Apollo, кажется, существует проблема несоответствия стандартного ФОРТРАН 77 при обработке бесформатной записи и возврате, как делается в `RLUGET` и `RLUSET`. Эти подпрограммы не являются необходимой частью самого генератора событий, и поэтому `RLUGET` и `RLUSET` должны быть хорошо прокомментированы, или же нужно искать альтернативное решение.

Операторы `SAVE` включены в соответствии со стандартным ФОРТРАН'ом. Однако так как большинство обычных ЭВМ выполняют `SAVE` без проблем, эта часть особенно не проверялась.

Все установки по умолчанию для частиц и для характеристик процесса сохраняются в `BLOCK DATA LUDATA` для Jetset, и в `BLOCK DATA PYDATA` – для Pythia. Эти подпрограммы должны обязательно линковаться с основной программой для нормального функционирования других подпрограмм. На некоторых ЭВМ это не выполняется автоматически и должно быть сделано лично вами, в частности, если Jetset и Pythia поддерживаются как библиотеки, из которых подпрограммы должны загружаться по мере необходимости. В этой связи мы обращаем ваше внимание на то, что библиотечный подход не дает каких-либо существенных преимуществ по сравнению с загрузкой пакетов в целом, так как при обычном запуске в любом случае будет прямо или косвенно вызываться большинство подпрограмм.

Так как в настоящее время большинство используемых ЭВМ – 32-х битные, то точность вычислений общепринятая. Поэтому некоторые коды должны записываться с двойной точностью. В качестве эмпирического правила, переменные двойной точности имеют на месте первого символа `D`, но имеется и несколько исключений.

Для прикладных программ в области очень высоких энергий, типа LHC/SSC, применение обычной точности для любой реальной переменной – проблема. Тогда может возникнуть необходимость полностью переписать программу, то есть поместить `IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)` в начале каждой подпрограммы и изменить все вещественные константы на значения с двойной точностью. В некоторых случаях возможны нежелательные сокращения. Например, на IBM опция компилятора `AUTODBL` для автоматического удвоения точности работает прекрасно только для четных значений целых чисел, предшествующих вещественным числам в общих блоках. Поэтому в Jetset нужно ввести дополнительную целую переменную (скажем, `NPAD`) прямо после `N` в общем блоке `LUJETS`, а в Pythia – дополнительную целую переменную (`MSEPAD`) после `MSEL` в общем блоке `PYSUBS`. При этом некоторые коды реально будут даваться с квадрупольной точностью.

Тестовая программа `LUTEST` включается в пакет Jetset. Она выполнена как подпрограмма, так что вы должны запустить основную программу

```
CALL LUTEST(1)
END
```

Эта программа будет генерировать шестьсот событий различных типов с учетом ряда условий. Если Jetset была установлена неправильно, то это, вероятно, приведет к аварийному отказу программы, или, по крайней мере, будет генерироваться ряд ошибочных событий. Тогда это будет явно отмечено в выводе, который в противоположном случае будет содержать только несколько распечаток по выборкам событий и таблицы с кодами различных полученных частиц. Чтобы отключить вывод нормальных событий и последней таблицы, используйте `LUTEST(0)` вместо `LUTEST(1)`. Окончательный подсчет обнаруженных ошибок должен давать 0.

Аналогично, тестовая программа `PYTEST` поставляется с пакетом Pythia. Вы должны запустить программу

```
CALL PYTEST(1)
END
```

Как и выше, вариант `PYTEST(0)` будет давать менее обширную распечатку. В ходе выполнения программы не должно возникать никаких ошибок.

3.3 Философия, используемая при построении программ

Обсуждаемые здесь программы Монте-Карло построены как ведомые системы (slave systems), т.е. пользователь должен написать основную программу. Из нее различные программы вызываются для выполнения частных задач, после чего управление снова передается основной программе. Некоторые из этих задач могут быть весьма тривиальными, и достаточно "высокоуровневые" программы могут производить большое число вызовов подпрограмм. Многие программы не предназначены для непосредственного вызова пользователем, а только через программы высокого уровня, типа `LUEXEC`, `LUEEVT`, `PYINIT` или `PYEVNT`.

В основном это означает, что существует три пути, по которым вы взаимодействуете с программами. Во-первых, устанавливая переменные общих блоков, вы определяете, как программы должны выполнять частные задачи, т.е. какие подпроцессы должны генерироваться (для Pythia), каковы предполагаемые массы частиц, какие константы связи должны использоваться, каковы сценарии фрагментации и так далее с сотнями опций и параметров. Во-вторых, при вызовах подпрограмм вы начинаете генерировать события по правилам, установленным выше. Обычно в подпрограмме существует несколько аргументов, которые связаны с деталями физической ситуации, например, с энергией в системе центра масс, предполагаемой в событии. В-третьих, вы также можете заглянуть в общий блок `LUJETS` для того, чтобы извлечь информацию о сгенерированном событии, или же вы можете вызвать различные функции и подпрограммы для дальнейшего анализа.

Следует отметить, что хотя в центре внимания находится физическое содержание, пакет Jetset/Pythia содержит весьма обширный набор вспомогательных сервисных программ. Надеемся, что это обеспечит вам удобную рабочую среду, в которой не только генерируются события, но где также можно выполнить ряд последующих процедур, связанных с анализом событий. Конечно, при детальных исследованиях может возникнуть необходимость привязать выходные данные прямо к программе моделирования какой-либо установки.

Общее правило – все программы имеют шестисимвольные имена, начинающиеся с `LU` для программ JETSET и `PY` – для PYTHIA. Имеется три исключения как по длине, так и по правилу о начальных символах: `KLU`, `PLU` и `RLU`. Две первые функции тесно связаны с матрицами `K` и `P` в общем блоке `LUJETS`, последняя начинается с `R`, чтобы подчеркнуть, что эта подпрограмма есть генератор случайных чисел. Имена общих блоков также шестисимвольные и начинаются с `LU` и `PY`.

В вопросе инициализации JETSET и PYTHIA ведут себя совсем по-разному. Большинство программ JETSET работают без какой-либо инициализации (за исключением одного только предположения о присутствии `BLOCK DATA LUDATA`), т.е. каждое событие и каждая задача стоят обособленно. Текущие переменные общего блока используются для выполнения задач по определенным правилам, и эти правила могут меняться от одного события к другому безо всяких последствий (или даже во время генерации одного и того же события). Генератор случайных чисел инициируется при первом обращении, но этот момент очевиден. Следовательно, две программы в JETSET – `LUEEVT` (и некоторые программы, ею вызываемые) и `LUONIA` в целом являются единственными, содержащими некоторые элементы инициализации и имеющими некоторые преимущества в случае, если события генерируются связанным образом.

Наоборот, в PYTHIA ощутимый объем инициализации выполняется при обращении к программе `PYINIT`, а затем все события, сгенерированные `PYEVNT`, следуют правилам игры, установленным в ней. Следовательно, переменные общих блоков, задающие используемые методы, должны быть определены перед обращением к `PYINIT` и затем не должны изменяться, за некоторыми исключениями. Конечно, вполне возможно осуществить несколько обращений к `PYINIT` за один прогон программы, однако это потребует значительных затрат времени и не практикуется для каждого нового события.

Кроме написания заголовка, дающего короткую информацию об инициализации, распечатки сообщений об ошибках, если это необходимо, и ответов на явные запросы для распечатки, все задачи в программах выполняются "без комментариев". Вся выходная информация направляется на логическое устройство, пронумерованное в `MSTU(11)` (по умолчанию – 6), и вашей задачей является открыть это устройство для записи. Единственное исключение составляют `RLUGET, RLUSET` и `LUUPDA`, где по очевидным причинам номера входящих и выходящих файлов определяются при каждом обращении. Здесь вы опять-таки должны проверить, установлен ли правильный доступ к чтению/записи.

Программы предельно разносторонни, но цена, которую приходится заплатить за это – наличие большого числа регулируемых параметров и ключей для различных режимов работы. Ни одному пользователю никогда не потребуется полный набор доступных опций. Так как всем этим параметрам и ключам присвоены разумные значения по умолчанию, нет причины беспокоиться насчет этого.

Пока не заявлено обратное (или не очевидно из контекста), все ключи и параметры могут изменяться независимо друг от друга. Следует отметить, однако, что если было изменено только несколько ключей (параметров), это может привести к искусственно возникшему плохому соответствию с данными. Многие рассогласования часто могут быть исправлены последовательной перенастройкой некоторых других параметров модели, в частности, тех, которые были однажды определены по сравнению с данными в контексте некоего сценария. Например, для аннигиляции e^+e^- такая перенастройка может связывать один параметр КХД (α_s или Λ), продольную функцию фрагментации и средний поперечный импульс фрагментации.

Программы содержат множество проверок, требуемых для заданных процессов, например, что ароматы, определенные для систем струй, имеют смысл, что энергия достаточна для адронизации, пространства памяти в `LUJETS` достаточно и т. п. Если что-то идет неверно и программа может это отловить (очевидно, что это не всегда возможно), сообщение об ошибке будет напечатано, а анализ соответствующего события проводиться не будет. Но в серьезных случаях программа вылетает. Пока нет сообщений об ошибке на выходе, не стоит изучать правила проверки ошибок, но если хотя бы одно такое сообщение появится, то это достаточный сигнал тревоги для привлечения внимания. Также иногда печатаются предупреждения. Они менее серьезны, и опытный пользователь может, хотя и осмотрительно, совершать какие-то действия против правил, но вообще имеет смысл предпринять что-то с учетом этих сообщений. Печатаются только первые несколько предупреждений, затем программа "успокоится". По умолчанию программа установлена на остановку исполнения после десяти ошибок, после печати последнего ошибочного события.

Стоит подчеркнуть, что не все ошибки могут быть отловлены. В частности, один из хитрых вопросов, что случится, если используется целочисленная переменная общего блока или аргумент подпрограммы (функции), значение которой не определено. В некоторых обращениях к подпрограммам будет осуществляться быстрый возврат, но в большинстве случаев последующие действия полностью непредсказуемы и, зачастую, совершенно фатальны. То же самое происходит для целочисленных переменных, которым присвоены значения за пределами физической области. Здесь достаточно одного примера: если `PARJ(2)` определено как коэффициент подавления s/u, его значение >1 на самом деле не даст более обильного рождения s по сравнению с u, а приведет к перекачке процесса в рождение c. Поэтому: пользователи, будьте бдительны!

3.4 Соглашения по этому руководству

В этом руководстве используются некоторые условные обозначения. Все имена подпрограмм, общие блоки и переменные набраны заглавными буквами "равноширинным" шрифтом (`\tt`, если использовать понятия LaTeX'а о шрифтах), например, `MSTP(111)=0`. Примеры программ также набраны этим шрифтом.

Если переменная общего блока имеет множество значений в начале выполнения, то значение по умолчанию сохраняется в одной из подпрограмм блока данных `LUDATA` и `PYDATA`. Такое значение по умолчанию обычно указывается "(D=...)" сразу после имени переменной, например:
`MSTJ(1)` : (D=1) выбор схемы фрагментации.

Все переменные в общих блоках JETSET (за очень небольшим количеством исключений, указанных явно) могут свободно изменяться от одного события к другому или даже в пределах обработки одного и того же события. В общих блоках PYTHIA положение более сложное. Значения большого количества ключей и параметров используются уже при вызове `PYINIT` и не могут изменяться после этого. Эта проблема упоминается в преамбуле к соответствующим общим блокам, которые, в частности, обозначаются `/PYPARS/` и `/PYSUBS/`. Для переменных, которые все же могут изменяться от одного события к другому, добавляется знак "(C)" после "(D=...)".

Обычно внутренние переменные программы хранятся в отдельных общих блоках и массивах, но в нескольких случаях такие внутренние переменные появляются среди массивов ключей и параметров, главным образом, по историческим причинам. Тогда делаются обозначения: "(R)" – для переменных, которые вы можете захотеть прочесть, потому что они содержат потенциально интересную информацию, и "(I)" – для внутренних переменных. Ни в том, ни в другом случае эти переменные не могут быть изменены вами.

При описании ключа перечисляются варианты значений, которые он может принимать, например:

`MSTJ(1)` : (D=1) выбор схемы фрагментации.
`= 0` : нет вообще никакой фрагментации струй.
`= 1` : струнная фрагментация согласно лунд-модели.
`= 2` : независимая фрагментация в соответствии со значениями, заданными в `MSTJ(2)` и `MSTJ(3)`.

Если вы используете любое значение, отличное от 0, 1 или 2, результаты будут непредсказуемыми. Воздействие даже может быть различным в разных частях программы, в зависимости от порядка, в котором определяются варианты.

Вы также должны сами следить за выбором физически приемлемых значений параметров: не делается никаких проверок на разрешенные диапазоны переменных. Мы приводили пример такой ситуации в конце предыдущего раздела.

Подпрограммы, которые вы, как ожидается, будете использовать, заключены в прямоугольные рамки, внутри которых содержится название подпрограммы:

```
CALL LULIST(MLIST)
```

Это сопровождается описанием входных или выходных параметров. Различие между вводом и выводом явно не отмечено, но оно должно быть очевидно из контекста. Фактически, подпрограммы анализа события параграфа 15.2.7 возвращают значения после обработки, а все остальные имеют только входящие переменные.

Подпрограммы, предназначенные только для внутреннего пользования, не выделяются в прямоугольные рамки. Однако здесь мы будем использовать рамки для всех общих блоков для удобочитаемости.

3.5 Начало работы с JETSET

В качестве первого примера предположим, что мы хотим исследовать рождение 2-х струй от системы $u\bar{u}$ с энергией 20 ГэВ. Чтобы сделать это, напишем основную программу

```
CALL LU2ENT(0,2,-2,20.)
CALL LULIST(1)
END
```

и выполним эту программу, слинкованную вместе с JETSET. Подпрограмма `LU2ENT` специально предназначается для задания двух входов (струй или частиц). Первый аргумент (0) – команда о выполнении фрагментации и распада прямо после того, как были заданы входы, второй и третий говорят о том, что эти два входа есть u (2) и $\bar{u}$ (-2) и последний – о том, что энергия пары в системе ЦМ равна 20 ГэВ. После выполнения программы возникающее в результате событие сохраняется в общем блоке `LUJETS`. Эта информация потом может быть прочитана пользователем. В самой `LU2ENT` не осуществляется вывода никакой информации, кроме строк заголовка

```
The Lund MOHTE Carlo - JETSET version 7.3 \\
** Last date of change: 20 May 1992 **
```

которые появляются один раз для каждого выполнения JETSET.

Вторая команда, `LULIST`, обеспечивает простую визуальную интерпретацию информации, сохраненной в `LUJETS`. Аргумент (1) указывает, что должна использоваться короткая версия итоговой распечатки, которая подходит для просмотра результатов прямо с экрана терминала с 80 столбцами. Это может выглядеть так, как показано ниже:

Event listing (summary)

```
  particle/jet    KS     KF  orig    p_z      p_y      p_x      E       m
  1 (u)     A     12      2   0     0.000    0.000   10.000   10.000   0.006
  2 (u~)    V     11     -2   0     0.000    0.000  -10.000   10.000   0.006
  3 (string)      11     92   1     0.000    0.000    0.000   20.000  20.000
  4 (rho+)        11    213   3     0.098   -0.154    2.710   2.856   0.885
  5 (rho-)        11   -213   3    -0.227    0.145    6.538   6.590   0.781
  6 pi+            1    211   3     0.125   -0.266    0.097   0.339   0.140
  7 (Sigma0)      11   3212   3    -0.254    0.034   -1.397   1.855   1.193
  8 (K*+)         11    323   3    -0.124    0.709   -2.753   2.968   0.846
  9 p~-            1  -2212   3     0.395   -0.614   -3.806   3.988   0.938
 10 pi-            1   -211   3    -0.013    0.146   -1.389   1.403   0.140
 11 pi+            1    211   4     0.109   -0.456    2.164   2.218   0.1401
 12 (pi0)         11    111   4    -0.011    0.301    0.546   0.638   0.135
 13 pi-            1   -211   5     0.089    0.343    2.089   2.124   0.140
 14 (pi0)         11    111   5    -0.316   -0.197    4.449   4.467   0.135
 15 (Lambda0)     11   3122   7    -0.208    0.014   -1.403   1.804   1.116
 16 gamma          1     22   7    -0.046    0.020    0.006   0.050   0.000
 17 K+             1    321   8    -0.084    0.299   -2.139   2.217   0.494
 18 (pi0)         11    111   8    -0.040    0.410   -0.614   0.751   0.135
 19 gamma          1     22  12     0.059    0.146    0.224   0.274   0.000
 20 gamma          1     22  12    -0.070    0.155    0.322   0.364   0.000
 21 gamma          1     22  14    -0.322   -0.162    4.027   4.043   0.000
 22 gamma          1     22  14     0.006   -0.035    0.422   0.423   0.000
 23 p+             1   2212  15    -0.178    0.033   -1.343   1.649   0.938
 24 pi-            1   -211  15    -0.030   -0.018   -0.059   0.156   0.140
 25 gamma          1     22  18    -0.006    0.384   -0.585   0.699   0.000
 26 gamma          1     22  18    -0.034    0.026   -0.029   0.052   0.000
               sum:  0.00           0.000    0.000    0.000  20.000  20.000
```

(Маленькие пробелы между столбцами обусловлены необходимостью приспосабливаться к формату этого текста.) В столбце particle/jet первые две строки содержат информацию о первоначальных частицах u и $\bar{u}$, где значок античастицы записывается как ”∼” для экономии места в более длинных именах. Имена в круглых скобках, типа ”`(u)`” и ”`(u )`” означают, что эти струи на самом деле должны фрагментировать, т.е. в конечном состоянии будут наблюдаться не эти частицы, а то, что получится в результате процесса адронизации. Струи сохраняются, так что можно исследовать историю события. Также заметьте, что столбец `KF` (код аромата) содержит 2 в первой строке и -2 – во второй. Эти коды и означают на самом деле наличие u и $\bar{u}$, см. `LU2ENT`, а имена записываются только удобства ради при просмотре выходной информации. `A` и `V` ближе к концу столбца particle/jet обозначают начало и конец струны (или кластера, или системы в схеме независимой фрагментации) для партонной системы; любые промежуточные входящие частицы, принадлежащие к этой же системе, будут обозначаться `I` в этом столбце. (Это отвечает чисто человеческому восприятию стрелки вверх-вниз $\updownarrow$.)

В столбце `orig` нули означают, что u и $\bar{u}$ – две начальные частицы. Следующая строка, номер 3, означает фрагментацию струнной системы $u\bar{u}$ как целого и в столбце `orig` содержит 1, так как первый партон этой струнной системы – вход номер 1. Частицы в строках 4 - 10 имеют начальный номер 3, что означает, что они получаются прямо при фрагментации этой струны. При фрагментации струны несущественно, происходит ли частица от u- или от $\bar{u}$-кварка. Это струнная система рассматривается как одно целое, и дает ρ^+, ρ^-, π^+, Σ^0, K^{*+}, $\overline{\mathrm{p}}^-$ и π^-. Обратите внимание, что некоторые имена частиц опять заключены в круглые скобки, что указывает на то, что эти частицы не представлены в конечном состоянии, а будут распадаться дальше. Таким образом, π^- в строке 13 и π^0 в строке 14 имеют начальный номер 5, что говорит о том, что они происходят из распада ρ^- в строке 5. Только частицы с именами, не заключенными в круглые скобки, остаются в конце цепочки фрагментация/распад, и, следовательно, наблюдаются экспериментально. Фактический код состояния, используемый для того, чтобы различать классы входов, дается в столбце `KS`; коды с номерами в диапазоне 1 - 10 соответствуют входам, остающимся и в конечном состоянии, а с номерами, большими 10, – тем, которые фрагментировали или распались.

Столбцы с `p_x, p_y, p_z, E и m` не нуждаются в дополнительных объяснениях. Все импульсы, энергии и массы даются в ГэВ, т.к. скорость света принимается равной $c = 1$. Обратите внимание, что энергия и импульс сохраняются на каждом шаге процесса фрагментации/распада (хотя существуют опции, где это не так). Ось z дает выделенное направление, вдоль которого движутся первоначальные партоны. Последняя строка предназначена для быстрой проверки на предмет того, что не случилось ничего непредусмотренного. Она содержит суммарный заряд, суммарный импульс, энергию и инвариантную массу всех частиц в конце цепочки адронизации, и эти значения должны находиться в согласии с вводимыми аргументами `LU2ENT`. (Фактически, обычно на выходе будут появляться предупреждения, если случится что-нибудь обратное этому, но это – тема для другого разговора.)

Приведенный пример приблизительно демонстрирует, какая информация должна содержаться в записи события, но не то, какая ее часть сохраняется. Это лучше видно при использовании формата со 132 столбцами для распечатки событий. Запустим, например, следующую программу

```
CALL LU3ENT(0,1,21,-1,30.,0.9,0.7)
CALL LULIST(2)
CALL LUEDIT(3)
CALL LULIST(2)
END
```

где 3-струйное событие $dg\bar{d}$ генерируется в первой строке и распечатывается во второй. Эта распечатка будет содержать числа, которые непосредственно были сохранены в общем блоке `LUJETS`

```
COMMON/LUJETS/N,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
```

Таким образом, для частицы `I` значение `K(I,1)` дает информацию о том, фрагментировала ли струя или частица или же распалась, `K(I,2)` дает код частицы, `K(I,3)` – начальный номер (`orig`), `K(I,4)` и `K(I,5)` – позиции продуктов фрагментации/распада, и `P(I,1)` - `P(I,5)` – импульс, энергию и массу. Число строк в текущем выполнении определяется значением `N`, т.е. $1 \leq$ `I` $\leq$ `N`. Матрица `V` содержит информацию о вершинах распадов; `LULIST(3)` должна использоваться с учетом этих значений. Важно выучить правила, в соответствии с которыми сохраняется информация в `LUJETS`.

Третья строка в программе иллюстрирует другую важную черту JETSET: можно привлечь ряд подпрограмм для изменения формата записи события после его генерации.

Таким образом, `LUEDIT(3)` будет перемещать все события, за исключением стабильных заряженных частиц, давая результат типа того, что получается при втором вызове `LULIST`. Более продвинутые возможности содержатся в подпрограммах типа кластеризации или вычисления сферичности.

Кроме задания входных аргументов при вызовах подпрограмм, управление выполнением JETSET может осуществляться при помощи общих блоков `LUDAT1`, `LUDAT2`, `LUDAT3` и `LUDAT4`. По умолчанию всегда обеспечиваются разумные значения. Пользователь может, при желании, отключить все распады частиц, положив `MSTJ(21)=0`, или увеличить долю s/u при фрагментации, положив `PARJ(2)=0.40`. Это позволяет использовать JETSET как чрезвычайно чувствительный к деталям процесса инструмент, например, для вычисления фона к некоторому интересному физическому процессу, определяемому значениями ключей по умолчанию.

В качестве последнего, полуреалистического примера, рассмотрим спектр по поперечному импульсу $p_\perp$ частиц π^+ при энергии 91.2 ГэВ в событии аннигиляции e^+e^-, где $p_\perp$ должен определяться относительно оси сферичности. При использовании пакета HBOOK (версия 4, следите сами за возможными различиями в версиях или специфических установках) для построения гистограмм полная программа могла бы выглядеть так:

```
C...Общие блоки.
      COMMON/LUJETS/N,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
      COMMON/PAWC/HMEMOR(10000)

C...Резервирование памяти для гистограмм и команда на заполнение.
      CALL HLIMIT(10000)
      CALL HBOOK1(1,'pT spektrum of pi+',100,0.,5.,0.)

C...Число генерируемых событий. Цикл по событиям.
      NEVT=100
      DO 110 IEVT=1,NEVT

C...Генерация события. Распечатка первого события.
      CALL LUEEVT(0,91.2)
      IF(IEVT.EQ.1) CALL LULIST(1)

C...Определение оси сферичности и вращение события до совмещения
C   оси сферичности с осью z.
      CALL LUSPHE(SPH,APL)
      CALL LUEDIT(31)

C...Цикл по всем частицам, учет только pi+.
      DO 100 I=1,N
      IF(K(I,2).NE.211) GOTO 100

C...Вычисление pT and заполнение гистограмм.
      PT=SQRT(P(I,1)**2+P(I,2)**2)
      CALL HF1(1,PT,1.)

C...Конец цикла по частицам и событиям.
  100 CONTINUE
```

```
      110 CONTINUE

C...Соответствующая нормировка и печать гистограммы.
      CALL HOPERA(1,'+',1,1,20./NEVT,0.)
      CALL HISTDO

      END
```

Изучая эту программу, попробуйте понять, что происходит на каждом шаге, и выполните ее, чтобы проверить, как это работает. Для этого вам нужно просмотреть соответствующие разделы настоящего описания и попытаться написать свою собственную программу.

3.6 Начало работы с PYTHIA

Работа с PYTHIA должна быть более строго организована, чем с JETSET, так как необходимо вначале инициировать процедуру генерации и только затем генерировать события, и нельзя свободно изменять ключи и параметры в ходе выполнения программы. Поэтому точность полученных результатов напрямую зависит от заданной структуры программы.

Таким образом, работа с PYTHIA может быть разделена на три этапа.

1. Этап инициализации. Здесь определяются все основные характеристики будущего процесса генерации. В этом разделе содержится следующая информация.
   - Общие блоки, по меньшей мере следующие, а возможно, и некоторые еще:
     ```
     COMMON/LUJETS/N,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
     COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
     COMMON/PYSUBS/MSEL,MSUB(200),KFIN(2,-40:40),CKIN(200)
     COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)
     ```
   - Выбор требуемых процессов. Некоторое количество фиксированных "меню" для подпроцессов может быть задано выбором различных значений `MSEL`, но при `MSEL`=0 это можно сделать "à la carte", используя номера подпроцессов. Например, если нужно сгенерировать процессы 14, 18 и 29, это можно сделать так:
     ```
     MSEL=0
     MSUB(14)=1
     MSUB(18)=1
     MSUB(29)=1
     ```
   - Выбор кинематических ограничений в массиве `CKIN`. Например, для того, чтобы сгенерировать процесс жесткого рассеяния с 5 ГэВ $\leq p_\perp \leq$ 10 ГэВ, используются ограничения
     ```
     CKIN(3)=5.
     CKIN(4)=10.
     ```
     К сожалению, излучение в начальном и конечном состоянии будет давать сдвиг кинематики жесткого рассеяния, делая эффекты от ограничений менее предсказуемыми. Следовательно, всегда нужно очень осторожно подходить к наложению ограничений, чтобы не обрезать никаких желаемых конфигураций событий.
   - Описание исходного физического сценария, например, для массы топ-кварка.

- Выбор наборов структурных функций, определение Q^2 и прочие подробности процесса генерации.
- Выключение частей генератора, не нужных для данного моделирования, например, фрагментации для исследований на партонном уровне.
- Инициализация процедуры генерации события. Здесь устанавливается кинематика, обнаруженные максимумы дифференциальных сечений, использующиеся в последующем монте-карловском моделировании (см. ниже), а также выполняются другие подготовительные задачи. Инициализация выполняется `PYINIT`, которая должна вызываться только после того, как значения всех ключей и параметров выше устанавливаются на нужные значения. Должны быть определены система отсчета, пучки частиц и энергия взаимодействия (в ГэВ).
  ```
  CALL PYINIT('CMS','p','pbar',1800.)
  ```
- Любой другой начальный материал, требующийся пользователю, например построение гистограмм.

2. Цикл генерации. Здесь генерируются и анализируются заданные события. Это включает в себя следующие действия:
   - Генерация следующего события при вызове
     ```
     CALL PYEVNT
     ```
   - Печать нескольких событий для проверки того, что все работает, как запланировано, с помощью
     ```
     CALL LULIST(1)
     ```
   - Анализ представляющих интерес свойств события, проводимый или при непосредственном считывании информации из общего блока `LUJETS`, или с использованием ряда сервисных подпрограмм в Jetset.
   - Сохранение событий на диске, или интерфейс для моделирования детектора.
3. Последний этап. Ставятся задачи:
   - Распечатка таблицы выведенных сечений, полученных в результате монте-карлов-
     ского моделирования, с помощью команды
     ```
     CALL PYSTAT(1)
     ```
   - Печать гистограмм и другой выходной информации, необходимой пользователю.

Чтобы проиллюстрировать эту структуру, представим себе, например, что требуется смоделировать рождение хиггсов с энергией 300 ГэВ. При использовании Pythia программа, позволяющая получить что-нибудь подобное, выглядит следующим образом.

```
C...Общие блоки.
      COMMON/LUJETS/N,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
      COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
      COMMON/LUDAT2/KCHG(500,3),PMAS(500,4),PARF(2000),VCKM(4,4)
      COMMON/LUDAT3/MDCY(500,3),MDME(2000,2),BRAT(2000),KFDP(2000,5)
      COMMON/PYSUBS/MSEL,MSUB(200),KFIN(2,-40:40),CKIN (200)
      COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)
      COMMON/PAWC/HBOOK(10000)

C...Число генерируемых событий. Ключи для соответствующих процессов.
      NEV=1000
      MSEL=0
```

```
      MSUB(102)=1
      MSUB(123)=1
      MSUB(124)=1

C...Выбор масс t и H и кинематических ограничений на массы.
      PMAS(6,1)=140.
      PMAS(25,1)=300.
      CKIN(1)=290.
      CKIN(2)=310.

C...Только при моделировании жесткого процесса: выключены ненужные задачи.
      MSTP(61)=0
      MSTP(71)=0
      MSTP(81)=0
      MSTP(111)=0

C...Инициализация и печать парциальных ширин.
      CALL PYINIT(‘CMS’,’p’,’p’,16000.)
      CALL PYSTAT(2)

C...Вызов печати гистограмм.
      CALL HLIMIT(10000)
      CALL HBOOK1(1,’Higgs mass’,50,275.,325.,0.)

C...Генерация события. Рассмотрим сначала несколько событий.
      DO 200 IEV=1,NEV
      CALL PYEVNT
      IF(IEV.LE.3) CALL LULIST(1)

C...Цикл по частицам для нахождения хиггсов и гистограммирования их масс.
      DO 100 I=1,N
      100 IF(K(I,2).EQ.25) HMASS=P(I,5)
      CALL HF1(1,HMASS,1.)
      200 CONTINUE

C...Печать сечений и гистограмм.
      CALL PYSTAT(1)
      CALL HISTDO

      END
```

Процессы 102, 123 и 124 – три основных источника хиггсов ($gg \to H$, $ZZ \to H$ и $WW \to H$). `MSUB(ISUB)=1` – команда для включения процесса `ISUB`. Значение ключа `MSEL=0` отключает любые процессы рождения частиц; далее можно сформировать ”меню” из желаемых процессов, используя соответствующие значения `MSEL`. Команды `PMAS` устанавливают значения масс топ кварка и хиггса, а переменные `CKIN` – желаемый массовый диапазон для хиггса. Хиггс с номинальной массой 300 ГэВ фактически имеет довольно широкое распределение по массе брейт-вигнеровского типа. Затем идут ключи `MSTP`, которые должны изменять процедуру генерации, в данном случае – выключать излучение в начальном и конечном состоянии, многократные взаимодействия для пучка струй и фрагментацию, так, чтобы остался только "партонный скелет" жесткого процесса. Вызов `PYINIT` инициализирует PYTHIA, далее находятся максимумы сечений, заново вычисляются свойства распада хиггса (которые зависят от массы хиггса), и т.д. Свойства распада могут быть распечатаны из `PYSTAT(2)`.

Внутри каждого цикла вызывается `PYEVNT` для генерации события и `LULIST(1)` для печати. Информация, используемая `LULIST(1)`, – запись события, сохраненная в общем блоке `LUJETS`. Здесь находится информация обо всех сгенерированных частицах, как промежуточных, так и конечного состояния, содержащая данные относительно вида частиц и хронологии события (массив `K`), импульсов частиц (массив `P`) и вершин рождения (массив `V`). В цикле по всем сгенерированным частицам от `1` до `N` хиггсы имеют код `K(I,2)=25`, а их масса сохраняется в `P(I,5)`.

После того как все события сгенерированы, `PYSTAT(1)` дает резюме о числе событий, полученных в различных разрешенных каналах, и выведенных сечениях.

Для программы, приведенной выше, типичная распечатка события могла бы выглядеть следующим образом.

```
                    Event listing (summary)
 I particle/jet    KF    p_z      p_y    p_x        E          m
 1 !p+!          2212    0.000    0.000  8000.000  8000.000   0.938
 2 !p+!          2212    0.000    0.000 -8000.000  8000.000   0.938
===================================================================
 3 !g!             21   -0.505   -0.229    28.553    28.558   0.000
 4 !g!             21    0.224    0.041  -788.073   788.073   0.000
 5 !g!             21   -0.505   -0.229    28.553    28.55    0.000
 6 !g!             21    0.224    0.041  -788.073   788.073   0.000
 7 !H0!            25   -0.281    -0.188  -759.520   816.631 300.027
 8 !W+!            24  120.648   35.239  -397.843   424.829  80.023
 9 !W-!           -24 -120.929  -35.426  -361.677   391.801  82.579
 10 !e+!          -11   12.922   -4.760  -160.940   161.528   0.001
 11 !nu_e!         12  107.726   39.999  -236.903   263.302   0.000
 12 !s!             3  -62.423    7.195  -256.713   264.292   0.199
 13 !c~!           -4  -58.506  -42.621  -104.963   127.509   1.350
===================================================================
 14 (H0)           25   -0.281   -0.188  -759.520   816.631 300.027
 15 (W+)           24  120.648   35.239  -397.843   424.829  80.023
 16 (W-)          -24 -120.929  -35.426  -361.677   391.801  82.579
 17 e+            -11   12.922   -4.760  -160.940   161.528   0.001
 18 nu_e           12  107.726   39.999  -236.903   263.302   0.000
 19 s        A      3  -62.423    7.195  -256.713   264.292   0.199
 20 c~       V     -4  -58.506  -42.621  -104.963   127.509   1.350
 21 ud_1     A   2103   -0.101    0.176  7971.328  7971.328   0.771
 22 d        V      1   -0.316    0.001   -87.390    87.390   0.010
 23 u        A      2    0.606    0.052    -0.751     0.967   0.006
 24 uu_1     V   2203    0.092   -0.042 -7123.668  7123.668   0.771
===================================================================
           sum: 2.00     0.00     0.00      0.00  15999.98 15999.98
```

Эта распечатка событий нетипично короткая, частично из-за того, что некоторые столбцы информации были сдвинуты для того, чтобы приспособиться к формату этого текста, а частично из-за того, что все КХД-излучение в начальном и конечном состоянии, вся нетривиальная структура струй и вся фрагментация были выключены при генерации. Следовательно, остался только скелетный процесс. В строках 1 и 2 стоят два входящих партона. В строках 3 и 4 – эти же входящие партоны перед включением излучения в начальном состоянии, а в строках 5 и 6 – после этого. Так как излучение выключено, в этом случае состояния совпадают. В строке 7 стоит хиггс, полученный при gg-слиянии, в 8 и 9 – продукты его распада, а в 10 - 13 – продукты вторичных распадов. Все эти строки дают резюме об истории события, и имена частиц окружены метками в виде восклицательных знаков (это также отражается в `K(I,1)` кодах, которые здесь не приводятся). В строке 14 и ниже стоят частицы, фактически полученные в конечных состояниях: в строках 14 - 16 стоят частицы, которые впоследствии распадаются, и их имена окружены скобками, а в последующих строках стоят частицы и струи, оставшиеся в конце, включая и пучковые остатки. Сюда же включается и ряд нефрагментировавших струй, так как фрагментация была выключена. Обычно распечатка содержит на несколько сотен строк больше, т.к. приводятся частицы, полученные при фрагментации, и продукты их распада. В последней строке приведены значения полного заряда и импульса, используемые как удобная проверка на предмет того, что не случилось ничего непредвиденного. Первый столбец распечатки – только счетчик, второй дает имя частицы и информацию относительно состояния и струнной конфигурации (`A` и `V`), третий – код аромата частицы (который используется для определения имени), и следующие столбцы дают компоненты импульса.

Одной из основных проблем является эффективность кинематического отбора. Представьте, например, что вас интересует рождение одиночного Z с поперечным импульсом более 50 ГэВ. Если попытаться сгенерировать выборку событий инклюзивных Z, то основной диаграммой рождения будет $q\bar{q} \to Z$, но большинство событий будут иметь малые поперечные импульсы, и их придется отбросить. Однако любое желаемое событие может быть сгенерировано с помощью механизма излучения в начальном состоянии, который позволяет получить поперечные импульсы для входящих q и $\bar{q}$. Правда, величина импульса, полученного при использовании такого механизма, не может быть определена заранее. Поэтому для увеличения эффективности нужно обратиться к процессам более высокого порядка $qg \to Zq$ и $q\bar{q} \to Zg$, где уже сам жесткий подпроцесс определяет значение поперечного импульса Z. Этот поперечный импульс может иметь любое желаемое значение, но при этом, опять-таки, излучение в начальном и конечном состоянии будет смазывать общую картину. Если устанавливается ограничение на величину $p_\perp$ в 50 ГэВ для генерации жесткого процесса, то события, где Z получал только 40 ГэВ из жесткого процесса, а остальное добрал с излучением в начальном состоянии, будет пропущено. Следовательно, будут неправильно определяться не только сечения процессов, но, возможно, также и типичные распределения для событий. Поэтому необходимо найти некий приемлемый компромисс, задав старт процедуры генерации со значения, скажем, 30 ГэВ, если известно, что очень мало событий ниже этого порога могут флуктуировать до значения 50 ГэВ. Конечно, большинство событий не будут содержать Z со значениями, большими 50 ГэВ. Не исключено, что может использоваться только одно событие из десяти, а иногда бывает и еще хуже.

Зачастую бывает, что, если трудно установить кинематику, проще установить состав ароматов для процесса. В анализе хиггсов, например, можем рассматривать распад $\mathrm{H}^0 \to Z^0 Z^0$, где каждый $Z^0 \to e^+e^-$ или $\mu^+\mu^-$. Следовательно, необходимо запретить все остальные каналы распада H^0 и Z^0 и регулировать величину сечений так, чтобы учитывалось это изменение. Все это довольно просто сделать. Однако если вместо этого хотим, чтобы один распад осуществлялся по каналу $Z^0 \to c\bar{c}$, с D-мезоном, рождающим лептон, то при этом не только возникнет проблема различных вероятностей распада по лептонному каналу для различных D (что означает, что фрагментация и обработка распада будут более развязаны друг с другом), но также будет происходить дополнительное парное рождение $c\bar{c}$ при эволюции партонного ливня с вероятностью, которая является неизвестной заранее. Поэтому практически невозможно задать моды распада D непротиворечивым образом.

Глава 4

Методы моделирования Монте-Карло

Квантовая механика вводит концепцию случайности в поведении физических процессов. Достоинством генераторов событий является то, что эта случайность может моделироваться при помощи методов Монте-Карло. При написании генератора авторы программы должны проявить некоторую изобретательность, чтобы найти наиболее эффективный путь для моделирования принятого распределения вероятности. Детальное описание возможных методов увело бы нас слишком далеко, так что в этой главе представлены только некоторые из наиболее часто используемых подходов, упоминаемые в последующих главах. Подробности можно найти, например, в [Jam80].

Прежде всего, отметим существование генератора случайных чисел. Он является фортрановской функцией, которая, как это следует из названия, выдает число R в диапазоне между 0 и 1, такое, что соответствующее распределение значений R – равномерное в данном диапазоне, и различные значения R не коррелируют. Генератор случайных чисел, используемый в JETSET, описан в конце этой главы, и мы отложим его обсуждение до этих пор.

4.1 Выборки по распределениям

Рассмотрим наиболее общую ситуацию, когда нам известна функция $f(x)$, которая является неотрицательной в разрешенном диапазоне x: $x_{min} \leq x \leq x_{max}$. Мы хотим выбрать x "случайным образом" так, чтобы вероятность данного значения x была пропорциональна $f(x)$. Функция $f(x)$ может быть функцией фрагментации, дифференциальным сечением или любым другим распределением.

Здесь не нужно предполагать, что интеграл для $f(x)$ явно нормирован на единицу: в соответствии с монте-карловской процедурой выбирается только одно принятое значение x, и нормировка не фигурирует явно в конечном результате. Иногда интеграл от $f(x)$ имеет самостоятельное физическое значение как часть полного взвешенного значения, которую нужно исключить. Рассмотрим, например, случай, когда x представляет одну или несколько переменных фазового пространства, и $f(x)$ – дифференциальное сечение; тогда интеграл имеет смысл полного сечения изучаемого процесса. В этом случае задача монте-карловского моделирования есть, во-первых, сгенерировать события для настоящего момента времени и, во-вторых, вычислить полное сечение. Обсуждение этого важного примера отложим до раздела 7.4.

Если можно найти первообразную $F(x)$, которая имеет известную обратную функцию

$F^{-1}(x)$, то x можно определить следующим образом (метод 1):

$$\int_{x_{min}}^{x} f(x)\,dx = R\int_{x_{min}}^{x_{max}} f(x)\,dx$$
$$\Longrightarrow x = F^{-1}(F(x_{min}) + R(F(x_{max}) - F(x_{min})))\ . \tag{4.1}$$

Утверждение первой строки заключается в том, что доля R общей площади под кривой $f(x)$ должна располагаться слева от x. Однако редко бывает, что интересующие нас функции настолько "хороши", чтобы этот метод работал. Поэтому необходимо использовать более сложные схемы.

Иногда можно применять специальные уловки. Рассмотрим, например, генерацию распределения Гаусса $f(x) = \exp(-x^2)$. Эта функция неинтегрируема, но если мы комбинируем ее с таким же гауссовым распределением по второй переменной y, то можно сделать преобразование к полярным координатам

$$f(x)\,dx\,f(y)\,dy = \exp(-x^2 - y^2)\,dx\,dy = r\exp(-r^2)\,dr\,d\varphi\ , \tag{4.2}$$

и тогда распределения по r и φ могут быть легко сгенерированы по отдельности и снова объединены, чтобы получить распределение по x. Одновременно мы получаем и распределение по y, которое также может использоваться. Это очень удобно для генерации поперечных импульсов при фрагментации, так как фактически в этом случае мы должны получить две поперечных степени свободы.

Если известен максимум $f(x)$ такой, что $f(x) \le f_{max}$ в рассматриваемом диапазоне значений x, то можно использовать метод "попал–не попал" (метод 2), который всегда будет давать правильный ответ.

1. Выбираем x с нечетной вероятностью в разрешенном диапазоне, то есть $x = x_{min} + R(x_{max} - x_{min})$.
2. Сравниваем (новое) R с отношением $f(x)/f_{max}$; если $f(x)/f_{max} \le R$, то значение x отклоняется, и возвращаемся в пункт 1 для новой попытки.
3. Иначе последнее значение x сохраняется как окончательный ответ.

Вероятность, что $f(x)/f_{max} > R$, пропорциональна $f(x)$; следовательно, распределение сохраненных значений x правильное. Эффективность этого метода, то есть средняя вероятность того, что значение x будет сохранено, равна $(\int f(x)\,dx)/(f_{max}(x_{max} - x_{min}))$. Метод приемлем, если это число не слишком мало, то есть если $f(x)$ не слишком сильно флуктуирует.

Очень часто $f(x)$ имеет узкие пики, так что нельзя даже определить f_{max}. Один пример такого явления – функция с особенностью вне разрешенной области, второй пример – функция с единственной интегрируемой особенностью на границах x_{min} и/или x_{max}. Тогда можно использовать преобразование переменных для того, чтобы сделать функцию более гладкой. Таким образом, функция $f(x)$, расходящаяся как $1/x$ при $x \to 0$, с x_{min} около 0, может в первом приближении заменяться некоторой постоянной величиной при преобразовании к переменной $y = \ln x$.

В качестве общей стратегии преобразования переменных можно рассматривать комбинацию методов 1 и 2, следующим образом. Предположим, что существует функция $g(x)$ такая, что $f(x) \le g(x)$ во всем рассматриваемом диапазоне значений x. Здесь $g(x)$ выбирается как "простая" функция, для которой известны первообразная $G(x)$ и обратная ей функция $G^{-1}(x)$. Тогда используем метод 3.

1. Выбираем x в соответствии с распределением $g(x)$, используя метод 1.
2. Сравниваем (новое) значение R с отношением $f(x)/g(x)$; если $f(x)/g(x) \le R$, то значение отклоняется x, и возвращаемся в пункт 1 для новой попытки.

3. Иначе в качестве ответа сохраняется последнее значение x.

При этом на первом шаге выбирается x с вероятностью $g(x)\,dx = dg(x)$, а на втором шаге этот выбор сохраняется с вероятностью $f(x)/g(x)$. Тогда полная вероятность выбора значения x есть результат двух шагов, то есть $f(x)\,dx$.

Если $f(x)$ имеет несколько узких пиков, метод 3 можно использовать для каждого пика отдельно, но тут нельзя найти такую функцию $g(x)$, которая охватывала бы все пики одновременно и при этом имела бы обратимую первообразную. Однако предположим, что можно найти функцию $g(x) = \sum_i g_i(x)$ такую, что $f(x) \le g(x)$ во всем рассматриваемом диапазоне x, и все функции $g_i(x)$ неотрицательные и простые в том смысле, что можно найти обратимые первообразные. В этом случае работает метод 4.

1. Выбираем i случайным образом с относительной вероятностью, определяемой интегралами
$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} g_i(x)\,dx = G_i(x_{max}) - G_i(x_{min}) \ . \tag{4.3}$$
2. Для отобранного i используем метод 1 для нахождения x, то есть
$$x = G_i^{-1}(G_i(x_{min}) + R(G_i(x_{max}) - G_i(x_{min}))) \ . \tag{4.4}$$
3. Сравниваем новое R с отношением $f(x)/g(x)$; если $f(x)/g(x) \le R$, то значение x отклоняется, и возвращаемся в пункт 1 для новой попытки.
4. Иначе в качестве ответа сохраняется последнее значение x.

Этот метод есть тривиальное расширение метода 3, где шаги 1 и 2 гарантируют, что, в среднем, каждое значение x выбрано в соответствии с распределением $g(x)$: первый шаг выбирает i с относительной вероятностью $\int g_i(x)\,dx$, на втором выбирается x с абсолютной вероятностью $g_i(x)/\int g_i(x)\,dx$ (это единственное место, где нужно сделать правильную нормировку); поэтому конечный продукт есть $g_i(x)$, и сумма по всем i дает $g(x)$.

Итак, мы получили подход, который является достаточно мощным для большого количества различных проблем. В общем случае, для функции $f(x)$, которая имеет несколько известных узких пиков, основное поведение для каждого пика отдельно можно описать одной или несколькими простыми функциями $g_i(x)$, к которым добавляются другие $g_i(x)$ для того, чтобы описать поведение функции далеко от пиков. Подходящим выбором относительных степеней для разных g_i можно найти функцию $g(x)$, которая хорошо описывает общее поведение $f(x)$, и, таким образом, получить монте-карловскую процедуру с разумной эффективностью.

Основное дополнительное осложнение возникает в случае, когда x является многомерной переменной. Обычно проблема связана не столько с самой $f(x)$, сколько с процедурой определения границ фазового пространства, которая может стать очень сложной. Если границы факторизуются, то можно выбрать точки фазового пространства, ограничивающие желаемую область. В противном случае область может быть ограничена сторонами многомерного (гипер)прямоугольника, где точки выбираются в пределах всего прямоугольника, но сохраняются только в том случае, если они лежат внутри разрешенной области. Это может привести к существенной потере эффективности. Определение границ разрешенной области часто облегчается при использовании преобразования переменных.

Существует два основных метода обращения с многомерными переменными, которые отличаются друг от друга рядом особенностей. Первый метод основан на анзаце факторизации, то есть делается попытка найти функцию $g(\mathbf{x})$, которая всюду больше $f(\mathbf{x})$ и которая может быть факторизована в $g(\mathbf{x}) = \mathbf{g^{(1)}}(\mathbf{x_1})\,\mathbf{g^{(2)}}(\mathbf{x_2})\cdots\mathbf{g^{(n)}}(\mathbf{x_n})$, где

$\mathbf{x} = (\mathbf{x_1}, \mathbf{x_2}, \ldots, \mathbf{x_n})$. Здесь каждая $g^{(j)}(x_j)$ может, в свою очередь, являться суммой функций $g_i^{(j)}$, как в методе 4 выше. Вначале каждое x_j отбирается независимо, а потом используется отношение $f(\mathbf{x})/\mathbf{g}(\mathbf{x})$ для определения, сохранять ли данную точку.

Второй метод полезен в том случае, если границы разрешенной области могут быть записаны в форме, где максимальный диапазон x_1 известен, разрешенный диапазон x_2 зависит только от x_1, диапазон x_3 – только от x_1 и x_2, и так далее до x_n, диапазон которой может зависеть от всех предшествующих переменных. В этом случае можно найти функцию $g(\mathbf{x})$ такую, что она интегрируема по переменным от x_2 до x_n, и в результате интегрирования получается простая функция x_1, в соответствии с которой отбираются значения x_1. После этого x_2 выбирается в соответствии с распределением, которое теперь зависит от x_1 и проинтегрировано по x_3 - x_n. В частности, известен разрешенный диапазон для x_2. Процедура продолжается для всех переменных вплоть до x_n, где теперь функция зависит от всех предшествующих значений x_j. В конце процедуры снова используется отношение $f(\mathbf{x})/\mathbf{g}(\mathbf{x})$ для сохранения или отбрасывания данной точки.

4.2 Алгоритм вето

Проблема типа "радиоактивного распада" очень общая, в частности, такое описание используется при генерации партонных ливней или в механизме многократных взаимодействий в Pythia. Для проблем такого типа имеется одна переменная t, которую можно трактовать как определение оси времени, по которой упорядочены различные события. Вероятность иметь "событие" (распад ядра, ветвление партонов) за время t описывается функцией $f(t)$, которая является неотрицательной в изучаемом диапазоне значений t. Однако это инвариантное выражение для вероятности изменяется в соответствии с дополнительным требованием, что что-нибудь может произойти за время t только в том случае, если это не произошло в более ранний период времени $t' < t$. (Первичное ядро не может распасться еще раз, если один распад уже произошел; конечно, продукты распада могут снова распасться, но это уже другой вопрос.)

Вероятность того, что ничто не случится до времени t, выражается функцией $\mathcal{N}(t)$ и дифференциальной вероятностью, определяющей, что что-нибудь случится за время t $\mathcal{P}(t)$. Основное уравнение тогда

$$\mathcal{P}(t) = -\frac{d\mathcal{N}}{dt} = f(t)\,\mathcal{N}(t)\ . \tag{4.5}$$

Для простоты мы будем предполагать, что процесс начинается в $t = 0$ с $\mathcal{N}(0) = 1$. Это уравнение может быть легко решено, если заметить, что $d\mathcal{N}/\mathcal{N} = d\ln\mathcal{N}$:

$$\mathcal{N}(t) = \mathcal{N}(0)\exp\left\{-\int_0^t f(t')\,dt'\right\} = \exp\left\{-\int_0^t f(t')\,dt'\right\}\ , \tag{4.6}$$

и, таким образом,

$$\mathcal{P}(t) = f(t)\exp\left\{-\int_0^t f(t')\,dt'\right\}\ . \tag{4.7}$$

Для $f(t) = c$ это ничто иное, как широко известная формула для радиоактивного распада. В частности, для малых значений времени истинная вероятность распада $\mathcal{P}(t)$ хорошо определяется вкладом только от $f(t)$, так как экспоненциальный множитель близок к единице. Для больших t экспоненциальный множитель обеспечивает быстрый спад, который гарантирует, что $\mathcal{P}(t)$ никогда не превышает единицы, даже если интеграл от $f(t)$ расходится. Этот множитель можно трактовать как вероятность, что ничего не случится в период времени от нулевого момента до конечного значения t. На языке партонных ливней это выражение практически совпадает с так называемым формфактором Судакова.

Если $f(t)$ имеет первообразную, для которой известна обратная функция, то легко выбрать значения t корректным образом:

$$\int_0^t \mathcal{P}(t')\,dt' = \mathcal{N}(0) - \mathcal{N}(t) = 1 - \exp\left\{-\int_0^t f(t')\,dt'\right\} = 1 - R\ , \tag{4.8}$$

где решением является

$$F(0) - F(t) = \ln R \quad \Longrightarrow \quad t = F^{-1}(F(0) - \ln R)\ . \tag{4.9}$$

Если $f(t)$ недостаточно "хорошая" функция, можно снова попытаться найти лучшую функцию $g(t)$, с $f(t) \leq g(t)$ для всех $t \geq 0$. Однако метод 3 с этим $g(t)$ не будет работать, так как не будет правильно учитываться влияние экспоненциального множителя в $\mathcal{P}(t)$. Вместо этот можно использовать так называемый алгоритм вето.

1. Начинаем с $i = 0$ и $t_0 = 0$.
2. Добавляем 1 к i и выбираем $t_i = G^{-1}(G(t_{i-1}) - \ln R)$, то есть согласно $g(t)$, но с ограничением, что $t_i > t_{i-1}$.
3. Сравниваем (новое) R с отношением $f(t_i)/g(t_i)$; если $f(t_i)/g(t_i) \leq R$, то возвращаемся в пункт 2 для новой попытки.
4. Иначе t_i сохраняется как конечный ответ.

Возможно, на первый взгляд не совсем очевидно, почему это работает. Рассмотрим, однако, различные способы, которыми можно выбрать определенное время t. Вероятность того, что сработала первая же попытка $t = t_1$, то есть не отклонялись никакие промежуточные значения t, дается выражением

$$\mathcal{P}_0(t) = \exp\left\{-\int_0^t g(t')\,dt'\right\} g(t)\,\frac{f(t)}{g(t)} = f(t)\exp\left\{-\int_0^t g(t')\,dt'\right\}\ , \tag{4.10}$$

где временная экспонента от $g(t)$ появляется из ур.(4.7) в приложении к g, и отношение $f(t)/g(t)$ дает вероятность того, что значение t принимается. Теперь рассмотрим случай, когдя одно промежуточное время t_1 было отклонено, и $t = t_2$ было принято только на втором шаге. Это дает

$$\mathcal{P}_1(t) = \int_0^t dt_1 \exp\left\{-\int_0^{t_1} g(t')\,dt'\right\} g(t_1)\left[1 - \frac{f(t_1)}{g(t_1)}\right] \exp\left\{-\int_{t_1}^t g(t')\,dt'\right\} g(t)\,\frac{f(t)}{g(t)}\ , \tag{4.11}$$

где первый экспоненциальный множитель с $g(t_1)$ дает вероятность того, что сначала было выбрано значение t_1, выражение в квадратных скобках дает вероятность того, что t_1 впоследствии было отклонено, следующая часть определяет вероятность, что выбирается $t = t_2$, стартуя со значения t_1, и последний множитель отвечает тому, что это значение t было сохранено. Все это выражение в целом интегрируется по всем возможным промежуточным значениям времени t_1. Все экспоненты вместе дают интеграл по интервалу от 0 до t, в точности как в $\mathcal{P}_0$, и коэффициент для последнего принимаемого шага тот же самый, так что

$$\mathcal{P}_1(t) = \mathcal{P}_0(t)\int_0^t dt_1\,[g(t_1) - f(t_1)]\ . \tag{4.12}$$

Это выражение обобщается. В $\mathcal{P}_2$ нужно рассмотреть два промежуточных времени, $0 \leq t_1 \leq t_2 \leq t_3 = t$, и тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_2(t) &= \mathcal{P}_0(t)\int_0^t dt_1\,[g(t_1) - f(t_1)]\int_{t_1}^t dt_2\,[g(t_2) - f(t_2)] \\ &= \mathcal{P}_0(t)\frac{1}{2}\left(\int_0^t [g(t') - f(t')]\,dt'\right)^2\ . \end{aligned} \tag{4.13}$$

Последнее равенство проще всего понять, если рассмотреть также альтернативную область $0 \leq t_2 \leq t_1 \leq t$, где t_1 и t_2 меняются ролями, а интеграл имеет такое же значение, как и в рассматриваемой области. При добавлении двух областей, однако, интегралы по t_1 и t_2 развязываются и становятся равными друг другу. В общем случае, для $\mathcal{P}_i$ промежуточные времена i можно упорядочить $i!$ различными способами. Поэтому полная вероятность принятия значения t на любом шаге есть

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}(t) &= \sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{P}_i(t) = \mathcal{P}_0(t) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{i!} \left(\int_0^t [g(t') - f(t')]\, dt' \right)^i \\
&= f(t) \exp\left\{ - \int_0^t g(t')\, dt' \right\} \exp\left\{ \int_0^t [g(t') - f(t')]\, dt' \right\} \\
&= f(t) \exp\left\{ - \int_0^t f(t')\, dt' \right\} , \qquad (4.14)
\end{aligned}$$

что дает желаемый ответ.

Если процесс должен быть остановлен при некотором масштабе t_{max}, то есть если хотим получить долю $\mathcal{N}(t_{max})$ событий, где вообще ничего не случилось, это требование легко включить в алгоритм вето: нужно делать итерации по возрастающим значениям t, как обычно, и остановить процесс в том случае, если не было найдено никаких разрешенных переходов перед t_{max}.

Обычно $f(t)$ также есть функция дополнительной переменной x. Методы предшествующего раздела легко обобщаются на этот случай, если можно найти подходящую функцию $g(t,x)$ с $f(t,x) \leq g(t,x)$. Функция $g(t)$, используемая в алгоритме вето, есть интеграл от $g(t,x)$ по x. Каждый раз при выборе t_i также выбирается и x_i, согласно $g(t_i,x)\,dx$, и точка (t,x) принимается с вероятностью $f(t_i,x_i)/g(t_i,x_i)$.

4.3 Генератор случайных чисел

Создание хорошего и компактного генератора (псевдо)случайных чисел – далеко не тривиальная задача. Поэтому JETSET традиционно остается в стороне от этой области, предоставляя только программу `RLU` как интерфейс, с помощью которого пользователь может вызывать либо встроенный, либо внешний генератор случайных чисел в зависимости от собственных нужд.

Не очень давно был достигнут прогресс в создании компактных генераторов с большими периодами и другими хорошими свойствами; см. обзор [Jam90]. Поэтому текущая версия содержит генератор случайных чисел, основанный на алгоритме, предложенном Marsaglia, Zaman и Tsang [Mar90]. Эта программа должна работать на любой машине с мантиссой, составляющей по крайней мере 24 цифры, то есть на всех 32- (или более) битных компьютерах. Определяясь одинаковым начальным состоянием, последовательность также будет идентична на различных машинах. Однако это не означает, что, скажем, на IBM и VAX будет получена одинаковая последовательность событий, так как различная обработка ошибок округления в численных операциях будет приводить к слегка отличающимся реальным значениям. Также к расхождению может привести оптимизация кода. Кроме проблем, связанных с определением и кодированием `RLU` как функции, а не как подпрограммы, единственное различие между кодом в JETSET и кодом, данным в [Jam90], заключается в том, что используются несколько различающиеся алгоритмы, гарантирующие, что случайное число не равно 0 или 1 в пределах машинной точности.

Генератор имеет период более чем 10^{43} и возможность получить почти 10^9 различных и непересекающихся последовательностей, отобранных от начального целого значения.

Цена использования генератора с таким большим периодом определяется тем, что состояние генератора в данный момент не может быть описано единственным целым значением, а требует приблизительно 100 слов. Некоторые из них являются реальными числами и поэтому неправильно представляются в десятичной форме. Следовательно, обычная процедура, которая делает возможным перезапуск генерации от значения, записанного на выходе после выполнения, в данном случае неудобна. При использовании библиотек CERN сохраняются значения случайных чисел, сгенерированных с начала процедуры. С этими сохраненными значениями при следующем прогоне генератор может "перескакивать" на соответствующие случайные значения. Программа JETSET очень широко и интенсивно использует генератор случайных чисел: обычно порядка 30% полного времени выполнения тратится на его работу. Из-за этого половина временных затрат обусловлена администрированием вызовов функций, а вторая половина определенно связана со скоростью алгоритма. Поэтому перескакивание вперед заняло бы 15% полного времени начального прогона, то есть слишком затянуло бы процедуру.

Вместо этого здесь выбрано другое решение. Две специальные программы обеспечивают чтение и запись состояния генератора случайных чисел (плюс некоторая информация об инициализации процедуры) последовательным образом в файл в машинных кодах. Файл, используемый для этой цели, должен быть задан пользователем и открытым для чтения и записи. Состояние записывается как единое целое в свободном формате. В файл можно записывать произвольное число состояний, и запись события при необходимости можно переписать. Тогда цикл генерации события мог бы выглядеть следующим образом.

1. Сохранить состояние генератора в файле (используя набор флагов пункта 3 ниже).
2. Сгенерировать событие.
3. Изучить событие на наличие ошибок или других причин, из-за которых может потребоваться повторная генерация; если нет ошибок, то установить флаг перезаписи предыдущего состояния генератора, в противном случае установить флаг для создания новой записи.
4. Цикл замыкается в пункте 1.

При такой процедуре в файле будет содержаться состояние, предшествующее каждому проблематичному событию. Альтернативный подход может заключаться в том, чтобы сохранять состояние через каждые 100 событий или более. Конечно, если события впоследствии обрабатываются при моделировании детектора, вы можете сохранять также другие наборы событий.

В дополнение к служебным подпрограммам имеется общий блок, который содержит состояния генератора и доступен для обработки в случае необходимости. В частности, начальное значение состояния по умолчанию – 19780503, и это значение отличается от значения по умолчанию Marsaglia/CERN – 54217137. Есть возможность изменить это значение перед началом генерации случайных чисел или осуществить вынужденную повторную инициализацию в середине прогона с любым желаемым новым значением. Внутри JETSET/PYTHIA инициализация также может быть связана с самым первым событием, сгенерированным в прогоне, так иногда может быть необходимо сгенерировать одно обычное событие перед чтением сохраненного состояния для того, чтобы сгенерировать конкретное интересующее событие. В текущей версии PYTHIA некоторые опции в механизме многократных взаимодействий содержат элемент неопределенности, что означает, что может быть нарушена последовательность событий.

Нужно заметить, что, конечно, появление пакета генераторов случайных чисел внутри JETSET никоим образом не устраняет возможности использования других программ. Вы легко можете возвратиться к старому подходу, где `RLU` ничто иное, как интерфейс для произвольного внешнего генератора случайных чисел; например, для вызова программы `RNDM` все, что нужно сделать, это написать:

```
      FUNCTION RLU(IDUM)
100   RLU=RNDM(IDUM)
      IF(RLU.LE.0..OR.RLU.GE.1.) GOTO 100
      RETURN
      END
```

Пакет генератора случайных чисел состоит из следующих частей.

`R = RLU(IDUM)`

Назначение: генерация (псевдо)случайных чисел `R`, распределенных равномерно в диапазоне 0<R<1, то есть за исключением конечных точек.

`IDUM:` фиктивный входной аргумент; обычно равен 0.

`CALL RLUGET(LFN,MOVE)`

Назначение: обеспечивает сброс текущего состояния генератора случайных чисел в отдельный файл, используя машинные коды для реальных и целых чисел. Точнее, в файл записывается полное содержание общего блока `LUDATR`, за исключением `MRLU(6)`.

`LFN:` (логическое имя файла) имя файла, в который сбрасывается состояние. Этот файл нужно связать с истинным файлом (содержащим машинные коды) и проследить, чтобы этот файл был открыт для записи.

`MOVE:` обеспечивает выбор, добавить ли в файл новую запись или сделать перезапись. Обычно используются только опции 0 и -1.

- `= 0:` добавить новую запись в конец файла.
- `= -1:` замена последней записи на новую (то есть сделать `BACKSPACE` перед новой записью).
- `=` $-n$: сместиться назад на n записей событий перед новой записью. Все записи после новой стираются, то есть последние n старых записей стираются и добавляется одна новая.

`CALL RLUSET(LFN,MOVE)`

Назначение: чтение состояния генератора случайных чисел, от которого можно осуществлять последующую генерацию. Это состояние должно быть сохранено перед вызовом `RLUGET`. Содержит полную информацию из общего блока `LUDATR`, за исключением `MRLU(6)`.

`LFN:` (логическое имя файла) имя файла, из которого читается состояние. Этот файл нужно связать с истинным файлом, предварительно записанным перед вызовом `RLUGET`, и проследить, чтобы этот файл был открыт для чтения.

`MOVE:` последовательность чтения записей в файле. При нулевом значении записи читаются одна за другой для каждого нового вызова, а ненулевые значения могут использоваться для смещения назад и вперед, или, например, возвращения к тем же начальным состояниям несколько раз.

- `= 0:` читать следующую запись.

= $+n$: перескочить вперед на n записей перед чтением набора состояний генератора случайных чисел.

= $-n$: сместиться назад на n записей перед чтением.

`COMMON/LUDATR/MRLU(6),RRLU(100)`

Назначение: содержит состояния генератора случайных чисел в любой момент времени (используется для связи между `RLU`, `RLUGET` и `RLUSET`), а также обеспечивает пользователя возможностью инициализации различных последовательностей случайных чисел и учитывает, сколько было сгенерировано чисел.

`MRLU(1)`: (D=19780503) целое число, которое определяет, сколько возможных последовательностей будет инициировано в следующем вызове `RLU` при `MRLU(2) =0`. Разрешенные значения $0\leq$ `MRLU(1)`$\leq 900\,000\,000$, начальное значение в Marsaglia (и в библиотеке CERN) – 54217137. Значение `MRLU(1)` нельзя изменить ни в одной из программ Jetset.

`MRLU(2)`: (D=0) флаг инициализации, полагаемый 1 при первом вызове `RLU` в прогоне. Повторная инициализация генератора случайных чисел может быть сделана в середине прогона, если положить `MRLU(2)` = 0 вручную. Кроме того, каждый раз, кода счетчик `MRLU(3)` достигает значения 1000000000, он опять сбрасывается на 0, и значение `MRLU(2)` увеличивается на 1.

`MRLU(3)`: (D=0) счетчик количества случайных чисел, сгенерированных с начала прогона. Во избежание переполнений при генерации очень большого количества чисел

`MRLU(2)` используется как описано выше.

`MRLU(4)`, `MRLU(5)`: соответствует `I97` и `J97` библиотеки ЦЕРН; часть состояния генератора.

`MRLU(6)`: (D=0) текущая позиция, то есть число записей событий после начала выполнения в файле; используется в `RLUGET` и `RLUSET`.

`RRLU(1) - RRLU(97)`: массив `U` библиотеки ЦЕРН; часть состояния генератора.

`RRLU(98) - RRLU(100)`: `C`, `CD` и `CM` библиотеки ЦЕРН; первое значение – часть состояния генератора, два последних – константы, вычисленные при инициализации.

Глава 5

Запись события

Запись события – основное хранилище информации о частицах, сгенерированных в текущем событии: об ароматах, импульсах, истории события, вершине рождения. Эта глава играет важную роль в понимании работы программы: без надлежащего понимания того, чем является запись события и каким образом сохраняется информация, бессмысленно пытаться использовать JETSET или PYTHIA. Запись события сохраняется в общем блоке `LUJETS`. Почти все вызовы программ, осуществляемые пользователем, могут рассматриваться как выполнение некоторого действия в записи события: выполоение генерации нового события, разрешенная фрагментация партонов или распады частиц, смещение в другую систему отсчета, внесение в распечатку, поиск кластеров и т.д.

В этой главе мы опишем коды ароматов частиц KF, общий блок `LUJETS` и в заключение сделаем некоторые комментарии относительно роли записи события в программах.

Для ослабления нестыковок между различными генераторами событий была разработана стандартная структура общего блока записи события `HEPEVT`. По историческим причинам стандартные общие блоки не используются непосредственно в JETSET, но в пакете поставляется программа преобразования в стандартный формат, которая описана в конце этой главы.

5.1 Коды частиц

В программе всюду используются новые коды частиц, принятые недавно Particle Data Group [PDG88] и упоминаемые в тексте как KF-коды частиц. Эти коды должны быть в совершенстве известны грамотному пользователю.

Обратите внимание, что в тексте есть несколько несогласований между KF- и PDG-кодами. Это вызвано тривиальной ошибкой печати для Ω^- бариона в PDG таблицах – нет никаких сомнений в правильности значения кода 3334. Другие несогласования происходят из-за разной интерпретации правил и соглашений, использованных при разработке стандарта. Эти правила образуют основу из PDG-таблиц и, независимо, таблиц JETSET. (Конечно, мое частное мнение заключается в том, что я следую первоначальным соглашениям, а PDG отклоняется от них.) Обнадеживает, что это не должно иметь больших последствий, так как несовпадения отмечены только для редко рождающихся частиц. Как бы там ни было, имеется список известных несоответствий:

1. PDG не разрешают рождения η_b, который в JETSET включен с кодом 551. Этот код зарезервирован в PDG для χ_{0b}, частицы, которая в JETSET появляется с кодом 10551. (Мы присваиваем η_c код 441, что иллюстрирует основное различие: я использую дополнительную повторную цифру для определения мультиплета в целом,

независимо от того, найдены ли экспериментально все частицы данного мультиплета или нет; PDG, со своей стороны, не резервируют место для частиц, которые, как нам известно, должны существовать, но еще не были обнаружены, что означает, что члены одного мультиплета не будут находиться в одном месте.)

2. PDG не разрешают существование $\mathrm{h}_{1\mathrm{c}}$, который представлен в Jetset с кодом 10443. Поэтому $\chi_{1\mathrm{c}}$ в PDG имеет код 10443, а в Jetset – код 20443. (Здесь также получается ситуация, прокомментированная в пункте 1 выше.)
3. Различные условные обозначения для барионов со спином 1/2, содержащих один тяжелый аромат (чарм, боттом, топ), один странный аромат и один легкий (u или d). Здесь существуют два состояния, например, Ξ_{c}^{+} и $\Xi_{\mathrm{c}}^{\prime +}$, оба с ароматовым составом csu. По аналогии с Λ^0 - Σ парой, Jetset использует уменьшающийся порядок следования ароматов для более тяжелого состояния и обратный порядок следования двух более легких ароматов для второго состояния, а PDG-таблицы используют противоположное соглашение. Таким образом, в Jetset Ξ_{c}^{+} имеет код 4232, а $\Xi_{\mathrm{c}}^{\prime +}$ – 4322, в то время как в PDG коды даны с точностью до наоборот.

В каждом из случаев, описанных выше, мы не собираемся проводить никаких изменений в Jetset, чтобы придти к согласию с PDG.

Коды KF неудобны для прямого хранения значений масс, данных по распадам или других свойств частиц, так как они слишком длинны. Вместо них в программе используются сжатые коды KC со значениями между 1 и 500, где наиболее часто используемые частицы имеют собственные коды, но большинство барионов, содержащих тяжелые ароматы, представлены одной общей группой. Обычно сжатые коды используются только в некоторых местах внутри программы и их значения не актуальны для пользователя. При необходимости всегда можно получить соответствие между кодами, используя функцию преобразования `LUCOMP`, `KC = LUCOMP(KF)`. Все сказанное выше означает, что вы не должны запоминать все коды KC. Иногда бывает достаточно знать, что значения кодов, меньших 80, для KF- и KC-форматов совпадают.

Имена частиц, приведенные в таблицах, в этой главе соответствуют полученным из программы `LUNAME`, которая используется, например, в `LULIST`. Греческие символы совпадают с принятым написанием греческих букв полностью, с заглавными первыми буквами, совпадающими с греческими заглавными буквами. В общем виде имя частицы состоит из следующих частей:

1. Основное имя корня включает "*" для большинства мезонов со спином 1 ($L = 0$) и барионов со спином 3/2 и "′" для некоторых барионов со спином 1/2 (где имеются два состояния, которые нужно различать, напр. Λ - Σ^0). Правила обозначения для тяжелых барионов находятся в соответствии с опубликованными в 1986 г. PDG [PDG86]. Для мезонов с орбитальным угловым моментом, равным единице, используются символы K (D, B, ...) для мезонов с суммарным спином кварков, равным 0, и K^* (D^*, B^*, ...) – для суммарного спина кварков 1; соглашение для "*" может здесь слегка отличаться от используемого в PDG.
2. Любые нижние индексы отделяются от корня знаком "_". Для тяжелых адронов так отмечается дополнительное обозначение тяжелого аромата, содержание которого не свойственно самому корню. Для дикварка так обозначается спин.
3. Используется символ "~" (или слово "bar", см. `MSTU(15)`) для античастицы во всех случаях, когда различие между частицей и античастицей не задано по значению заряда.
4. Указывается значение заряда: ++, +, 0, −, или −−. Заряд не приводится для кварков и дикварков. Некоторые нейтральные частицы, которые обычно указы-

Таблица 5.1: Коды кварков и лептонов

KF	Имя	Написание	KF	Имя	Написание
1	d	`d`	11	e^-	`e-`
2	u	`u`	12	ν_e	`nu_e`
3	s	`s`	13	μ^-	`mu-`
4	c	`c`	14	ν_μ	`nu_mu`
5	b	`b`	15	τ^-	`tau-`
6	t	`t`	16	ν_τ	`nu_tau`
7	l	`l`	17	χ^-	`chi-`
8	h	`h`	18	ν_χ	`nu_chi`
9			19		
10			20		

ваются без 0, здесь также не имеют индекса заряда, (например, нейтрино, g, γ и диагональные по ароматам мезоны, кроме π^0 и ρ^0). Обратите внимание, что для протона и нейтрона указывается заряд. Хотя это – нестандартный вид, это полезно во избежание недоразумений при просмотре распечатки события.

Ниже следует список KF-кодов частиц. Список не полон, более обширный может быть получен командой `CALL LULIST(11)`. Частицы сгруппированы вместе, и для каждой группы описаны основные правила. Всякий раз, когда существует отдельная античастица, ей дают тот же KF-код со знаком минус (принимая во внимание, что коды KC всегда положительны).

1. Кварки и лептоны, таблица 5.1.

   Эта группа содержит основные "строительные блоки материи", расположенные по поколениям, и нижние члены слабых изодублетов имет меньший код (таким образом, d предшествует u, вопреки порядку в предыдущих версиях JETSET). Также включено четвертое поколение фермионов для возможных будущих ссылок. Коды кварков используются как строительные блоки для получения кодов дикварков, мезонов и барионов ниже.

2. Калибровочные бозоны и другие фундаментальные бозоны, таблица 5.2.

   Эта группа включает все калибровочные и хиггсов бозоны стандартной модели, а также некоторые бозоны, появляющиеся в различных расширениях стандартной модели. Последние не охвачены стандартными PDG-кодами. Они соответствуют одному дополнительному бозону группы **U(1)** и одному дополнительному бозону группы **SU(2)**, дублету хиггсов, скалярному или принадлежащему цветному октету техни-η, скалярному лептокварку L_Q и горизонтальному калибровочному бозону R (нарушение симметрии между поколениями).

3. Свободное место.

   Позиции 41 – 80 в настоящее время не используются. В будущем они могли бы использоваться, например, для суперсимметричных партнеров частиц выше или для новой физики другого вида. В настоящее время они – в вашем распоряжении.

4. Различные специальные коды, таблица 5.3.

   В монте-карловских вычислениях всегда необходимо иметь коды, которые не отвечают ни одной определенной частице и используются для определения целой группы подобных частиц при обработке распадов или при определении начальных продуктов распада. Эти коды, которые опять-таки являются нестандартными, располагаются

Таблица 5.2: Коды калибровочных и других фундаментальных бозонов

KF	Имя	Написание	KF	Имя	Написание
21	g	`g`	31		
22	γ	`gamma`	32	Z'^0	`Z'0`
23	Z^0	`Z0`	33	Z''^0	`Z''0`
24	W^+	`W +`	34	W'^+	`W''+`
25	H^0	`H0`	35	H'^0	`H'0`
26			36	A^0	`A0`
27			37	H^+	`H+`
28			38	η_{techni}	`eta_tech0`
29			39	L_Q	`LQ`
30			40	R^0	`R0`

в позициях 81 – 100. Некоторые из них не присутствуют в записи события, и поэтому, соответственно, принадлежат только к группе KC-кодов.

5. Коды дикварков, таблица 5.4.

Дикварк, сконструированный из кварков с кодами i и j, где $i \geq j$, и имеющий полный спин s, имеет код

$$\mathrm{KF} = 1000\mathrm{i} + 100\mathrm{j} + 2\mathrm{s} + 1 \ , \tag{5.1}$$

то есть позиция десятков оставлена незаполненной (см. коды барионов ниже). Некоторые из наиболее часто используемых кодов перечислены в таблице 5.4. В про-

Таблица 5.3: Различные специальные коды

KF	Написание	Значение
81	`specflav`	Аромат-спектатор; используется в распечатках продуктов распада
82	`rndmflav`	Случайный u, d, или s аромат; возможный продукт распада
83	`phasespa`	Простой изотропный распад, определяемый фазовым объемом
84	`c-hadron`	Информация о распаде первичного чарм-адрона
85	`b-hadron`	Информации о распаде первичного боттом-адрона
86	`t-hadron`	Информации о распаде первичного топ-адрона
87	`l-hadron`	Информации о распаде первичного адрона нижнего типа
88	`h-hadron`	Информации о распаде первичного адрона верхнего типа
89	`Wvirt`	Виртуальный W в слабых распадах t, l, h или χ
90	`diquark`	Базовый код для информации о цвете дикварка
91	`cluster`	Партонная система при кластерной фрагментации
92	`string`	Партонная система при струнной фрагментации
93	`indep.`	Партонная система при независимой фрагментации
94	`CMshower`	Четырехимпульс времениподобной ливневой системы
95	`SPHEaxis`	Ось события, найденная в `LUSPHE`
96	`THRUaxis`	Ось события, найденная в `LUTHRU`
97	`CLUSjet`	Струя (кластер), найденная в `LUCLUS`
98	`CELLjet`	Струя (кластер), найденная в `LUCELL`
99	`table`	Таблица, полученная из `LUTABU`
100		

Таблица 5.4: Коды дикварков

KF	Имя	Написание	KF	Имя	Написание
			1103	dd_1	`dd_1`
2101	ud_0	`ud_0`	2103	ud_1	`ud_1`
			2203	uu_1	`uu_1`
3101	sd_0	`sd_0`	3103	sd_1	`sd_1`
3201	su_0	`su_0`	3203	su_1	`su_1`
			3303	ss_1	`ss_1`

грамму включены все основные состояния дикварков со спином 0 и 1.

Соответствующий КС-код равен 90 и в основном используется для хранения значения цветового заряда.

6. Коды мезонов, таблицы 5.5 и 5.6.

   Мезон, состоящий из кварка с кодом i и антикварка с кодом $-j$, $j \neq i$, и с полным спином s, имеет код

   $$\mathrm{KF} = \{100\max(\mathrm{i,j}) + 10\min(\mathrm{i,j}) + 2\mathrm{s} + 1\}\ \mathrm{sign}(\mathrm{i-j})\,(-1)^{\max(\mathrm{i,j})}\ . \tag{5.2}$$

   Обратите внимание на дополнительный знак ”−”, который возникает, если более тяжелый кварк – нижнего типа. Это находится в соответствии с принятым различием между частицей и античастицей, данным в Review of Particle Properties за 1986 г. [PDG86]. Это означает, например, что B-мезон содержит $\overline{\mathrm{b}}$-антикварк, а не b-кварк. Диагональные по ароматам состояния по договоренности следуют в порядке возрастания массы. Стандартное правило записи последней цифры в виде $2s+1$ нарушается для K^0_S–K^0_L-системы, где этот член равен 0, и это соглашение приводит к смешанным состояниям для B-мезона. Для более высокорасположенных мультиплетов с таким же спином (радиальные возбуждения) дописываются значения ±10000, ±20000, и т.д., обеспечивающие дополнительное необходимое различие. Некоторые из наиболее часто используемых кодов даются ниже.

   В программу включены все основные состояния псевдоскалярных и векторных мультиплетов, таблица 5.5.

   Также включены основные состояния мезонов с орбитальным угловым моментом $L = 1$, таблица 5.6: один псевдоскалярный мультиплет, определяющий мезоны с полным спином кварков, равным 0 ($L = 1, S = 0 \Rightarrow J = 1$), и один отдельный скаляр, один псевдовекторный и один тензорный мультиплет, полученный для мезонов с полным спином кварков, равным 1 ($L = 1, S = 1 \Rightarrow J = 0, 1$ или 2), где J – величина, традиционно называемая спином мезона s. Здесь не учитывается никакое смешивание между двумя псевдовекторными мультиплетами. Пожалуйста, обратите внимание на то, что некоторые члены этих мультиплетов до сих пор не обнаружены и включены в рассмотрение только на основании наших представлений о теории элементарных частиц. Даже для известных членов мультиплетов информация, касающаяся массы, ширины, каналов распада весьма неполная.

   Соответствующие КС-коды мезонов, используемые для организации данных о массах и распадах, располагаются между 101 и 240.

7. Коды барионов, таблица 5.7.

   Барион, состоящий из кварков i, j и k, с $i \geq j \geq k$, и полным спином s, имеет код

   $$\mathrm{KF} = 1000\mathrm{i} + 100\mathrm{j} + 10\mathrm{k} + 2\mathrm{s} + 1\ . \tag{5.3}$$

Таблица 5.5: Коды мезонов, часть 1

KF	Имя	Написание	KF	Имя	Написание
211	π^+	pi+	213	ρ^+	rho+
311	K^0	K0	313	K^{*0}	K*0
321	K^+	K+	323	K^{*+}	K*+
411	D^+	D+	413	D^{*+}	D*+
421	D^0	D0	423	D^{*0}	D*0
431	D_s^+	D_s+	433	D_s^{*+}	D*_s+
511	B^0	B0	513	B^{*0}	B*0
521	B^+	B+	523	B^{*+}	B*+
531	B_s^0	B_s0	533	B_s^{*0}	B*_s0
541	B_c^+	B_c+	543	B_c^{*+}	B*_c+
111	π^0	pi0	113	ρ^0	rho0
221	η	eta	223	ω	omega
331	η'	eta'	333	ϕ	phi
441	η_c	eta_c	443	J/ψ	J/psi
551	η_b	eta_b	553	Υ	Upsilon
661	η_t	eta_t	663	Θ	Theta
130	K_L^0	K_L0			
310	K_S^0	K_S0			

Таблица 5.6: Коды мезонов, часть 2

KF	Имя	Написание	KF	Имя	Написание
10213	b_1	b_1+	10211	a_0^+	a_0+
10313	K_1^0	K_10	10311	K_0^{*0}	K*_00
10323	K_1^+	K_1+	10321	K_0^{*+}	K*_0+
10413	D_1^+	D_1+	10411	D_0^{*+}	D*_0+
10423	D_1^0	D_10	10421	D_0^{*0}	D*_00
10433	D_{1s}^+	D_1s+	10431	D_{0s}^{*+}	D*_0s+
10113	b_1^0	b_10	10111	a_0^0	a_00
10223	h_1^0	h_10	10221	f_0^0	f_00
10333	$h_1'^0$	h'_10	10331	$f_0'^0$	f'_00
10443	h_{1c}^0	h_1c0	10441	χ_{0c}^0	chi_0c0
20213	a_1^+	a_1+	215	a_2^+	a_2+
20313	K_1^{*0}	K*_10	315	K_2^{*0}	K*_20
20323	K_1^{*+}	K*_1+	325	K_2^{*+}	K*_2+
20413	D_1^{*+}	D*_1+	415	D_2^{*+}	D*_2+
20423	D_1^{*0}	D*_10	425	D_2^{*0}	D*_20
20433	D_{1s}^{*+}	D*_1s+	435	D_{2s}^{*+}	D*_2s+
20113	a_1^0	a_10	115	a_2^0	a_20
20223	f_1^0	f_10	225	f_2^0	f_20
20333	$f_1'^0$	f'_10	335	$f_2'^0$	f'_20
20443	χ_{1c}^0	chi_1c0	445	χ_{2c}^0	chi_2c0

Таблица 5.7: Коды барионов

KF	Имя	Написание	KF	Имя	Написание
			1114	Δ^-	`delta-`
2112	n	`n0`	2114	Δ^0	`Delta0`
2212	p	`p+`	2214	Δ^+	`Delta+`
			2224	Δ^{++}	`Delta++`
3112	Σ^-	`sigma-`	3114	Σ^{*-}	`Sigma*-`
3122	Λ^0	`Lambda0`			
3212	Σ^0	`Sigma0`	3214	Σ^{*0}	`Sigma*0`
3222	Σ^+	`Sigma+`	3224	Σ^{*+}	`Sigma*+`
3312	Ξ^-	`xi-`	3314	Ξ^{*-}	`Xi*-`
3322	Ξ^0	`Xi0`	3324	Ξ^{*0}	`Xi*0`
			3334	Ω^-	`omega-`
4112	Σ_c^0	`Sigma_c0`	4114	Σ_c^{*0}	`Sigma*_c0`
4122	Λ_c^+	`Lambda_c+`			
4212	Σ_c^+	`Sigma_c+`	4214	Σ_c^{*+}	`Sigma*_c+`
4222	Σ_c^{++}	`Sigma_c++`	4224	Σ_c^{*++}	`Sigma*_c++`
4132	Ξ_c^0	`Xi_c0`			
4312	$\Xi_c^{\prime 0}$	`Xi'_c0`	4314	Ξ_c^{*0}	`Xi*_c0`
4232	Ξ_c^+	`Xi_c+`			
4322	$\Xi_c^{\prime +}$	`Xi'_c+`	4324	Ξ_c^{*+}	`Xi*_c+`
4332	Ω_c^0	`Omega_c0`	4334	Ω_c^{*0}	`Omega*_c0`
5112	Σ_b^-	`Sigma_b-`	5114	Σ_b^{*-}	`Sigma*_b-`
5122	Λ_b^0	`Lambda_b0`			
5212	Σ_b^0	`Sigma_b0`	5214	Σ_b^{*0}	`Sigma*_b0`
5222	Σ_b^+	`Sigma_b+`	5224	Σ_b^{*+}	`Sigma*_b+`

Исключение составляют барионы со спином 1/2, состоящие из кварков трех различных ароматов, где два более легких кварка формируют дикварк со спином 0 (Λ-подобные барионы). Здесь порядок следования j и k обратный, что обеспечивает простоту различения таких барионов и барионов, в которых два более легких кварка образовали дикварк со спином 1 (Σ-подобные барионы).

Для адронов, содержащих тяжелые ароматы, имена корней есть Lambda или Sigma – для адронов с двумя u- или d-кварками, Xi – для адронов с одним кварком такого типа, и Omega – для адронов, не содержащих u- или d-кварков.

Некоторые из наиболее часто используемых кодов даются в таблице 5.7. В программу включены все основные состояния мультиплетов барионов со спином 1/2 и 3/2.

Соответствующие KC-коды, используемые для организации данных о массах и распадах, лежат в диапазоне между 301 и 400, и некоторые позиции остались незаполненными.

8. Дифракционные состояния, таблица 5.8.

   Эти коды не являются стандартными: они были определены по аналогии, которую нужно использовать для обозначения дифракционных состояний в PYTHIA, как часть истории события. Первые две или три цифры дают состав ароматов, а последняя, равная 0, обозначает несколько необычный характер кода. В программу были

Таблица 5.8: Коды дифракционных состояний

KF	Написание	Значение
110	`pi_diffr0`	Дифракционные $\pi^0/\rho^0/\gamma$-состояния
210	`pi_diffr+`	Дифракционные π^+-состояния
2110	`n_diffr`	Дифракционные n-состояния
2210	`p_diffr+`	Дифракционные p-состояния

введены только четыре кода.

9. Свободные сжатые коды. Позиции 401 – 500 в массивах масс и распадов оставлены свободными. Здесь пользователь может поместить любой новый вид частиц, переведя их обычные коды KF, значения которых будут, по всей вероятности, больше 10000, в более удобные KC-коды для масс и информации о распадах. Размещение должно осуществляться с помощью функции `LUCOMP`.

5.2 Формат записи события

Полная информация о каждом новом сгенерированном событии сохраняется в общем блоке `LUJETS`, который, таким образом, формирует запись событий. Здесь каждая струя или частица, которая появляется на некоторой стадии фрагментации или в цепочке распадов, будет занимать одну строку в массиве. Различные компоненты этой строки будут содержать информацию относительно того, является ли объект струей/частицей, историю рождения, настоящее состояние (фрагментировала/распалась или нет), данные об импульсе, энергии и массе, а также пространственно-временную позицию вершины рождения. Обратите внимание, что векторы `K(I,3)` - `K(I,5)` и `P`, `V` могут иметь специальное значение для некоторых определенных приложений (например, определения сферичности или кластерного анализа), как описано в соответствующих разделах.

Информация об истории события, сохраняемая в `K(I,3)` - `K(I,5)`, также не должна восприниматься буквально. В цепочке распадов частиц определение материнской частицы осуществляется легко, но описание процесса фрагментации больше сложно. Первичные адроны, рождающиеся при фрагментации, получаются из струны в целом, а не из отдельных партонов. Даже когда струна не включается в историю события (см. `MSTU(16)`), указание партонов для адрона может ввести в заблуждение. Например, в событии $\mathrm{qg\overline{q}}$ партоны $\mathrm{q(\overline{q})}$ указываются для адронов, которые получились при фрагментации с соответствующего конца струны, согласно случайной процедуре, используемой в программе фрагментации. Никакие частицы не связываются с g. Это редко согласуется с визуальным впечатлением и не используется.

Общий блок `LUJETS` увеличивался со временем и в настоящий момент может содержать 4000 входов. Эта цифра может показаться бессмысленно большой, но реально предыдущий предел 2000 часто достигался при изучении процессов с большими значениями $p_\perp$ для установок LHC и SSC. Большое количество входов обусловлено тем, что запись события содержит не только конечные частицы, но также все партоны и адроны промежуточного звена, которые впоследствии образовали ливни, фрагментировали или распались. Включаются также все фотоны, получающиеся в результате распада π^0; самый простой способ сокращения размера записи события может состоять в выключении распадов π^0 – положении `MDCY(LUCOMP(111),1) = 0`. Также обратите внимание, что некоторые прoраммы типа `LUCLUS` и `LUCELL` используют свободную память после записи события как рабочую область. Тем не менее, изменить размер общего блока на несколько строк вверх или вниз достаточно легко: нужно только сделать глобальную замену в общем блоке и изменить значение `MSTU(4)` на новое. Если должно использоваться более 10000 строк, то необходимо изменить также запись о цветовой информации, см. `MSTU(5)`.

```
COMMON/LUJETS/N,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
```

Назначение: содержит запись события, то есть полный перечень всех партонов и частиц в текущем событии.

`N`: число строк в массивах `K`, `P` и `V`, занятых текущим событием. `N` непрерывно обновляется, поскольку осуществляется определение первоначальной конфигурации и обработка фрагментации и распадов. В дальнейшем конкретное число партонов/частиц, установленное между 1 и `N`, обозначается `I`.

`K(I,1)`: код текущего состояния партона/частицы, сохраненного в строке. Основное правило заключается в том, что коды 1 – 10 соответствуют существующим в настоящее время партонам/частицам, в то время как большие значения кодов отвечают партонам/частицам, которые уже не существуют (распались или фрагментировали) или несут другой вид информации о событии.

- `= 0`: свободная строка.
- `= 1`: нераспавшаяся частица или нефрагментировавшая струя, во втором случае струя может быть единственной или последней из системы струй.
- `= 2`: нефрагментировавшая струя, которая сопровождается несколькими струями в одной и той же синглетной по цвету системе.
- `= 3`: нефрагментировавшая струя со специальной информацией о цветовом потоке, сохраненной в `K(I, 4)` и `K(I, 5)`, так что соседние по струне партоны могут следовать не друг за другом, а в свободном порядке в записи события.
- `= 4`: частица, которая может распасться, но не в пределах разрешенного объема вокруг первичной вершины.
- `= 5`: частица, которая должна распасться при следующем вызове `LUEXEC` при данном расположении вершины (этот код устанавливается только пользователем).
- `= 11`: распавшаяся частица или фрагментировавшая струя, вторая может быть единственной струей или последней из системы струй, см. `=1`.
- `= 12`: фрагментировавшая струя, которая сопровождается несколькими струями в той же синглетной по цвету системе, см. `=2`. Далее B-мезон, который распадается как $\overline{\mathrm{B}}$ (или наоборот, $\overline{\mathrm{B}}$-мезон, который распадается как B, из-за B - $\overline{\mathrm{B}}$ смешивания) обозначается этим кодом, а не `=11`.
- `= 13`: струя, которая была уничтожена в записи, когда использовалась специальная информация о цветовом потоке при перестройке системы струй, см. `=3`.
- `= 14`: партон, который совершил цепочку переходов в дальнейшие партоны, (если со специальной информацией о цветовом потоке, то см. `=3`).
- `= 15`: частица, которая распалась (при вмешательстве пользователя), см. `=5`.
- `= 21`: строки документации, используемые для сжатой записи истории события в начале записи события.
- `= 31`: строка с информацией, касающейся определения сферичности, траста или результата работы подпрограммы поиска кластеров.

`= 32`: вывод таблицы, сгенерированной в `LUTABU`.

`= 41`: объединение (в настоящее время осуществлено не полностью).

`< 0`: эти коды никогда не используются в соответствии с программой, и поэтому обычно на них не влияют никакие действия, производимые с записью события, типа вызова `LUROBO`, `LULIST` и программ анализа события (исключение составляют некоторые вызовы `LUEDIT`, когда строки смещаются, а не удаляются). Поэтому эти коды могут быть полезными в некоторых случаях.

`K(I,2)`: KF-код партона/частицы, как описано в разделе 5.1.

`K(I,3)`: номер строки родительской частицы или струи, если известно, иначе 0. Обратите внимание, что отнесение частицы к данной струе в системе струй нефизично, и приведенное здесь значение нужно понимать только как определение способа, которым было сгенерировано событие.

`K(I,4)`: обычно номер строки первой дочерней частицы; равен 0 для нераспавшихся частиц или нефрагментировавших струй.

Для `K(I,1) = 3,13` или `14` вместо этого строка содержит специальную информацию о цветовом потоке (только для внутреннего пользования) в виде

`K(I,4)` = 200000000 * MCFR + 100000000 * MCTO + 10000 * ICFR + ICTO,

где ICFR и ICTO дают номера строк партонов, от которых и к которым, соответственно, направлен цветовой поток; MCFR и MCTO вначале равны 0 и устанавливаются равными 1, когда соответствующая цветовая связь прослеживается в процедуре перестановки `LUPREP`. (Вид записи может быть изменен в `MSTU(5)`.) Цветовая позиция "от" может указывать партон, который осуществил переход в текущий партон, или партон, созданный вместе с текущим партоном, но с согласованным антицветом, в то время как позиция "к" обычно указывает партон, в который перешел текущий партон. Таким образом, для введения начальной цветовой конфигурации обычно используется только часть "от", в то время как часть "к" добавляется в соответствии с программой при последующем вызове для развития партонного ливня (для излучения в конечном состоянии; для излучения в начальном состоянии используется другой метод).

Примечание: обычно большинство пользователей никогда не используют точные правила сохранения информации о цветовом потоке, так что эта информация применяется главным образом для внутренних целей. Однако, когда есть необходимость определить этот поток, рекомендуется использовать программу `LUJOIN`, так как при этом уменьшается вероятность сделать ошибку.

`K(I,5)`: обычно номер строки последней дочерней частицы; равен 0 для нераспавшихся частиц или нефрагментировавших струй.

Для `K(I,1) = 3,13` или `14` вместо этого содержит специальную информацию о цветовом потоке (только для внутреннего пользования) в виде

`K(I, 5)` = 200000000 * MCFR + 100000000 * MCTO + 10000 * ICFR + ICTO,

где ICFR и ICTO дают номера строк партонов, от которых и к которым идет антицвет; MCFR и MCTO вначале равны 0 и устанавливаются на 1, когда соответствующая цветовая связь прослеживается в процедуре перестановки `LUPREP`. Дальнейшее обсуждение см. в `K(I,4)`.

`P(I,1)`: p_x, импульс в x-направлении, в ГэВ/с.

`P(I,2)`: p_y, импульс в y-направлении, в ГэВ/с.

`P(I,3)`: p_z, импульс в z-направлении, в ГэВ/с.

`P(I,4)`: E, энергия, в ГэВ.

`P(I,5)`: m, масса, в ГэВ/с^2. В партонных ливнях с пространственноподобными виртуальностями, то есть когда $Q^2 = -m^2 > 0$, `P(I, 5)` $= -Q$.

`V(I,1)`: x-координата точки вершины рождения, в мм.

`V(I,2)`: y-координата точки вершины рождения, в мм.

`V(I,3)`: z-координата точки вершины рождения, в мм.

`V(I,4)`: время рождения, в мм/с ($\approx 3.33 \times 10^{-12}$ с).

`V(I,5)`: время жизни частицы, в мм/с ($\approx 3.33 \times 10^{-12}$ с). Если распад частицы выключен, то `V(I,5) =0`. Строка с `K(I,1) =4`, то есть частица, которая может распасться только за пределами разрешенной области, имеет соответствующее ненулевое значение `V(I,5)`.

В отсутствие электрических и магнитных полей или других возмущений вершина распада `VP` нестабильной частицы может быть рассчитана как
`VP(j) = V(I,j)+V(I,5)*P(I,j)/P(I,5)`, `j` $= 1 - 4$.

5.3 Как работает запись события

Запись события – главное хранилище информации о событии. В цепочке генерации она используется как "памятка" о том, что уже было выполнено и что еще остается сделать. Для нужд пользователя обеспечен доступ к информации не только о конечном состоянии, но также и к информации о предшествующих событиях.

5.3.1 Простой пример

Для понимания того, как работает запись события, можно использовать пример из раздела 3.5. При вызове `LU2ENT` для генерации q$\overline{\text{q}}$-пары кварки сохраняются в строках 1 и 2 записи события соответственно. Информация о цвете системы определяется из того факта, что кварки рождаются вместе и составляют цветовой синглет. Счетчик `N` также изменяет значение на 2. На нулевой стадии удаляется ранее сгенерированное событие. Информация в строках 1 и 2 переписывается, но строка 3 по-прежнему содержит все, что связано с предшествующим событием. Это не имеет значения, так как `N` указывает, где "на самом деле" находится конец записи.

При вызове `LUEXEC` явно (пользователем) или косвенно инициируется `LU2ENT`, рассматривается первый вход, который определяется как первая струя системы. Потом так же находится второй вход, и они оба вместе образуют систему струй, которую можно фрагментировать. Фрагментирующую "струну" включаем в строку 3, а продукты фрагментации сохраняются в строках 4 – 10 (в этом конкретном случае). При этом q и $\overline{\text{q}}$ в первых двух строках отмечаются как фрагментировавшие, и то же самое для струны. На этой стадии `N` $= 10$. Внутри программы имеется другой счетчик со значением 2, который указывает, насколько глубоко по уровням изучалось событие в записи.

Значение этого второго счетчика постепенно увеличивается. Если вход в соответствующей строке может фрагментировать или распадаться, то выполняется фрагментация или распад. Продукты фрагментации/распада добавляются в конец записи события, и `N` обновляется соответственно. Вход также отмечается как обработанный. Например, когда рассматривается строка 3, "струнный" вход этой строки оказывается фрагментировавшим, и никаких действий не предпринимается. Строка 4, ρ^+, может распасться в $\pi^+\pi^0$; продукты распада сохраняются в строках 11 и 12, и строка 4 отмечается как распавшийся объект. Затем может осуществиться распад входа 5. Вход в строке 6, π^+, является стабильной частицей (по умолчанию), и поэтому пропускается без изменений.

В начале процесса входы обычно нестабильны, и `N` растет быстрее, чем значение второго счетчика, при обработке входов. Потом все увеличивающаяся доля входов дает стабильные конечные продукты, и роли меняются – значение второго счетчика растет быстрее. Когда значения обоих счетчиков совпадают, достигается конец записи события, и процесс может быть остановлен. Все нестабильные объекты уже фрагментировали или распались, однако информация о них сохранилась в записи события для простоты рассмотрения истории события.

Заметьте, что `LUEXEC` вполне можно вызвать и еще раз. Тогда второй счетчик начинает увеличивать свое значение с самого начала, но до самого конца выполнения ничего не происходит, так как все объекты уже обработаны. Исключение составляют ситуации, когда при повторном запуске были изменены некоторые ключи. Например, если распад π^0 был выключен в первом авполнении, но включен во втором, то все π^0, находящиеся в записи события, будут распадаться при повторном вызове. Однако однажды распавшаяся частица не является "нераспавшейся", так что если π^0 опять положить стабильным и вызвать `LUEXEC` в третий раз, ничего не произойдет.

5.3.2 Применение в PYTHIA

Для сложного и разветвленного события, сгенерированного в PYTHIA, `LUJETS` работает более "утонченно", хотя общие принципы остаются прежними. `LUJETS` широко используется в PYTHIA и в подпрограммах JETSET; действительно, она обеспечивает связующее звено, позволяя использовать общие служебные программы JETSET и для генерации событий в PYTHIA. Распечатка записи события из PYTHIA начинается с нескольких строк резюме, имеющих определенный вид для данного моделируемого жесткого процесса и, таким образом, не описанных в предыдущем кратком обзоре. Эта часть записи события рассматривается ниже.

В большинстве случаев изо всей записи события представляют интерес только партоны и частицы в конечном состоянии. Для `MSTP(125) =0` запись события начинается с партонной конфигурации, полученной после жесткого взаимодействия, развития ливней в начальном и конечном состоянии, многократных взаимодействий и обработки пучковых остатков. Партоны объединены в синглетные по цвету кластеры и упорядочены в соответствии с требованием струнной фрагментации. Также в этой части записи события присутствуют фотоны и лептоны, полученные как часть жесткого взаимодействия (например, от $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}} \to \mathrm{g}\gamma$ или $\mathrm{u}\overline{\mathrm{u}} \to \mathrm{Z}^0 \to e^+e^-$). Эти начальные входы появляются с указателем `K(I, 3) =0`, а продукты последующей фрагментации и распада имеют значения `K(I, 3)`, указывающие на родительскую строку.

Стандартная документация, получаемая при `MSTP(125) =1`, включает несколько строк в начале записи события, которые содержат краткий обзор всех имевших место процессов. Число используемых строк зависит от характера жесткого процесса и сохраняется в `MSTI(4)` для текущего события. Все эти строки имеют `K(I,1) =21`. Для всех процессов строки 1 и 2 содержат два входящих адрона. При распечатке с `LULIST` эти две строки отделяются от следующих последовательностью символов "`======`" для удобства прочтения. Для дифракционных и упругих событий два выходящих состояния указываются в строках 3 и 4. Во всех остальных случаях строки 3 и 4 содержат два партона-инициатора партонных ливней в начальном состоянии, а строки 5 и 6 – конечные продукты этих ливней, то есть партоны, участвующие в жестком взаимодействии. С выключенным излучением в начальном состоянии строки 3 и 5, а также 4 и 6 совпадают. Для простого $2 \to 2$ процесса жесткого рассеяния строки 7 и 8 дают два выходящих партона/частицы после жесткого взаимодействия, перед развитием ливней в конечном состоянии. Для 2 → 2 процессов, идущих через промежуточные резонансы типа γ^*/Z^0, $\mathrm{W}^\pm$ или H^0, резонансы сохраняются в строке 7, а два выходящих партона/частицы – в строках 8 и 9. В некоторых случаях один из этих партонов или оба, в свою очередь, могут быть резонансами, так что следующая пара строк добавляется для последующих распадов. Если распад данного резонанса выключен, то никакие продукты распада не приводятся ни в в начальном резюме, ни в последующей обычной распечатке. Всякий раз при внесении партонов в распечатку они, для простоты, считаются находящимися на массовой поверхности. Однако учитывается и влияние излучения в начальном состоянии на величину значений эффективных масс для фактически фрагментирующей партонной конфигурации. Реализован также специальный случай слияния $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ или $\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$ в H^0. Тогда виртуальные W или Z записываются в строках 7 и 8, H^0 – в строке 9, а два конечных кварка, испущенных бозоном, – в строках 10 и 11, как продукты распада хиггса. Так как W и Z пространственноподобны, то фактически фигурирующее в распечатке значение массы для них есть $-\sqrt{-m^2}$. Распечатка записи события заканчивается строкой, состоящей из символов ”======”.

Несколько примеров ниже проясняют изложенную выше картину. Для единственного дифракционного события $\mathrm{p\overline{p}} \to \mathrm{p}_{diffr}\mathrm{\overline{p}}$, запись события будет начинаться с

```
   I  K(I,1)  K(I,2)  K(I,3)
1       21     2212       0  входящий p
2       21    -2212       0  входящий p̄
========================  разделительная строка; появляется в распечатках
3       21       27       1  выходящий p_diffr
4       21    -2212       2  выходящий p̄
========================  разделительная строка
```

Типичному 2 → 2 жесткому процессу отвечает распечатка вида

```
   I  K(I,1)  K(I,2)  K(I,3)
1       21     2212       0  входящий p
2       21    -2212       0  входящий p̄
========================
3       21        2       1  u-кварк из входящего p
4       21       -1       2  d̄-кварк из входящего p̄
5       21       21       3  переход u в g в жестком рассеянии
6       21       -1       4  тот же d̄ в жестком рассеянии
7       21       21       0  выходящий g после жесткого рассеяния
8       21       -1       0  выходящий d̄ после жесткого рассеяния
========================
```

Обратите внимание, что там, где это хорошо определяется, код `K(I,3)` содержит информацию относительно происхождения данного партона, в частности, в примере выше глюон в 5 строке помечен как полученный из u в строке 3, который, в свою очередь, находился в составе протона из строки 1. В этом конкретном примере можно связать рассеянный g в строке 7 с входящим глюоном в строке 5, но в общем случае это невозможно было бы сделать (например, в случае gg → gg). В качестве заключительного примера рассмотрим $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-слияние в H^0

```
   I  K(I,1)  K(I,2)  K(I,3)
```

1	21	2212	0	первый входящий p
2	21	2212	0	второй входящий p
========================				
3	21	2	1	u из первого p
4	21	21	2	g из второго p
5	21	2	3	u после излучения в начальном состоянии
6	21	-4	4	переход g в $\overline{\mathrm{c}}$
7	21	24	5	пространственноподобный W^+, испускаемый u-кварком
8	21	-24	6	пространственноподобный W^-, испускаемый $\overline{\mathrm{c}}$-кварком
9	21	25	0	хиггс-бозон, рожденный при слиянии $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$
10	21	1	5	переход u в d с испусканием W^+
11	21	-3	6	переход $\overline{\mathrm{c}}$ в $\overline{\mathrm{s}}$ с испусканием W^-
12	21	23	9	первый Z^0, полученный при распаде H^0
13	21	23	9	второй Z^0, полученный при распаде H^0
14	21	12	12	ν_{e} от распада первого Z^0
15	21	-12	12	$\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ от распада первого Z^0
16	21	5	13	b-кварк от распада второго Z^0
17	21	-5	13	$\overline{\mathrm{b}}$-кварк от распада второго Z^0
========================				

После строк, содержащих начальную информацию, запись события имеет такой же вид, как для `MSTP(125)=0`, то есть сначала идет партонная конфигурация, которая должна фрагментировать, а после разделительной строки ”`======` ” следуют продукты последующих актов фрагментации и цепочки распадов. Однако метка `K(I,3)` для партонов, а также лептонов и фотонов, полученных в жестком взаимодействии, теперь означает номер строки в верхней части распечатки. В частности, пучковые остатки имеют метки 1 или 2, в зависимости от того, какой начальной входящей частице они принадлежат, а партоны, испускаемые в ливнях в начальном состоянии, имеют метки 3 или 4. Во втором примере выше партоны, рожденные излучением в конечном состоянии, будут иметь метки 7 и 8; здесь, как всегда, нужно помнить, что отнесение частицы конкретно к строке 7 или 8 не определено. В третьем примере партоны от излучения в конечном состоянии получаются как от партонов 10 и 11, так и от партонов 16 и 17, и дополнительно присутствует пара нейтрино-антинейтрино в строках 14 и 15. Дополнительные пары партонов, которые получаются при многократных взаимодействиях, не отмечаются никак, то есть для них `K(I,3)=0`.

Существует еще и третья опция вида распечатки, `MSTP(125)=2`, с помощью которой можно проследить хронологию переходов партонов в начальном и конечном состоянии, включая все детали относительно цветового потока. Эта информация не была оптимизирована для непосредственного использования, и авторы не рекомендуют ее применение в большинстве случаев. При выборе этой опции начальные строки записи события имеют такой же вид, что и выше, и дополнены пустыми строками, `K(I,1)=0`, до строки номер 20 (это значение можно изменить в `MSTP(126)`). Начиная со строки 21, каждый партон с `K(I,1)=` 3, 13 или 14 появляется с конкретной информацией о цветовом потоке в позициях `K(I,4)` и `K(I,5)`. Для обычного 2 → 2 процесса два входящих партона, участвующих в жестком рассеянии, сохранены в строках 21 и 22, а два выходящих – в строках 23 и 24. Цветовые потоки между этими партонами выбираются согласно соответствующим относительным вероятностям в тех случаях, когда возможны несколько альтернативных конфигураций, см. параграф 8.2.1. Если имеется излучение в начальном состоянии, два партона в строках 21 и 22 копируются в строки 25 и 26, от которых ливни в начальном состоянии реконструируются поэтапно в обратной последовательности. "История" переходов читается с учетом того факта, что для перехода $a \to bc$ коды `K(I,3)` для b и c указывают номер строки a. Так как ливни реконструируются в обратной последовательности, это фактически означает, что партон b должен следовать в распечатке перед партонами a и c, и, следовательно, иметь указатель на строку ниже себя. Времениподобный партон c также может инициировать времениподобные ливни. Тогда снова ливневый партон или пара партонов копируется в конец распечатки и осуществляются последовательные переходы $c \to de$, с d и e, полученными из c. Массы времениподобных патронов в соответствующем виде сохраняются в `P(I, 5)`; для пространственноподобных партонов сохраняются значения $-\sqrt{-m^2}$. После этого раздела, содержащего все переходы, следует конечная партонная конфигурация, соответствующим образом согласованная по цвету, и продукты последующей фрагментации и цепочки распадов, как обычно.

5.4 Стандарт HEPEVT

Данный набор общих блоков был разработан и согласовывался в рамках проекта физических исследований LEP 1989, см. [Sjö89]. Этот стандарт определяет такую структуру записи события, которая должна обеспечить простое взаимодействие между различными генераторами событий.

Для согласования Pythia/Jetset с этой стандартной структурой записи события пришлось бы проделать слишком большую работу. Что более важно – стандарт касается только таких величин, которые могут быть определены недвусмысленно, то есть не зависят от конкретной используемой программы. Таким образом, нет никакой необходимости в информации о цветовом потоке в моделях, основанных на струнной фрагментации, и т.д., так что всегда можно добавить стандартные общие блоки с дополнительной информацией о событии. Поэтому в настоящее время принятый подход заключается в том, чтобы сохранить запись события с `LUJETS` и использовать программу `LUHEPC` для преобразования записи события в стандартный вид и обратно. Вследствие несколько отличающегося содержание двух записей, в процедуре перевода существуют некоторые двусмысленности. Поэтому `LUHEPC` должна использоваться с некоторыми предосторожностями.

В этом разделе вначале описывается новый стандарт структуры события, следуя в изложении наиболее важным пунктам в [Sjö89]. После этого разбирается подпрограмма преобразования и обговариваются специфические неопределенности и ограничения.

Стандартная запись события содержит информацию, сохраняющуюся в двух общих блоках. Второй из них предназначен для информации о спине. Так как в Jetset эта информация никогда явно не используется, соответствующий общий блок здесь не описывается.

Для того чтобы сделать компоненты стандарта более различимыми в пользовательских программах, все имена содержат три символа `HEP` (от High Energy Physics).

```
      PARAMETER(NMXHEP=2000)
      COMMON/HEPEVT/NEVHEP,NHEP,ISTHEP(NMXHEP),IDHEP(NMXHEP),
     &JMOHEP(2,NMXHEP),JDAHEP(2,NMXHEP),PHEP(5,NMXHEP),VHEP(4,NMXHEP)
```

Назначение: содержит запись события в формате, не зависящем от конкретного монте-карловского генератора.

`NMXHEP`: максимальное количество входов (партонов/частиц), которое может сохраняться в общем блоке. Значение по умолчанию 2000 может быть изменено.

`NEVHEP`: обычно число событий, но может иметь специальные значения, согласно описанию ниже:

- `> 0`: число событий, последовательно увеличивающееся на 1 при каждом вызове основной программы генерации события, начиная с 1 для первого полученного события.
- `= 0`: для программы, которая не учитывает число событий, подобно JETSET.
- `= -1`: специальная запись при инициализации; не используется в JETSET.
- `= -2`: специальная конечная запись; не используется в JETSET.

`NHEP`: фактическое число входов в текущем событии. Входы располагаются в первых `NHEP` позициях соответствующих массивов ниже. Индекс `IHEP`, $1 \leq$ `IHEP` $\leq$ `NHEP`, используется ниже для обозначения данного входа.

`ISTHEP(IHEP)`: код состояния для входа `IHEP`, со следующими значениями:

- `= 0`: пустой вход.
- `= 1`: существующий вход, который не распадается или не фрагментирует. Описывает основной класс входов, представляющих "конечные состояния", полученные из генератора.
- `= 2`: вход, который распадается или фрагментирует и поэтому не присутствует в конечном состоянии, но сохраняется для информации об истории события.
- `= 3`: строка записи, не зависящая от истории события. Может содержать, например, две входящих частицы, и т.д.
- `= 4 - 10`: не определены; сохранены для будущих стандартов.
- `= 11 - 200`: оставлены в распоряжение пользователя для нужд конкретной программы; эквивалентны нулевой строке для любой другой программы.
- `= 201 -`: оставлены в распоряжении пользователя, в частности, для прослеживания события в детекторе.

`IDHEP(IHEP)`: идентификация частиц согласно стандарту PDG. Четыре дополнительных кода 91 – 94 введены для того, чтобы сделать историю события более читаемой, см. раздел 5.1 и описание `MSTU(16)`.

`JMOHEP(1,IHEP)`: указатель позиции, где сохранена материнская частица. Значение равно 0 для начальных входов.

`JMOHEP(2,IHEP)`: указатель позиции второй материнской частицы. Когда существует только одна материнская частица, должно использоваться значение 0. В JETSET входы с кодами 91 – 94 – единственные, допускающие существование двух материнских частиц. Состав ароматов этих объектов, а также детали распределения импульсов должны определяться из рассмотрения материнских партонов, то есть двух партонов `JMOHEP(1,IHEP)` и `JMOHEP(2,IHEP)` для кластера или ливневой системы, и диапазона `JMOHEP(1,IHEP)` - `JMOHEP(2,IHEP)` для струнной или независимой фрагментации партонной системы.

`JDAHEP(1,IHEP)`: указатель позиции первой дочерней частицы. Если вход стабилен, это значение равно 0.

`JDAHEP(2,IHEP)`: указатель позиции последней дочерней частицы. Если вход стабилен, это значение равно 0. Считается, что дочерние частицы сохраняются последовательно, так, чтобы полный диапазон `JDAHEP(1,IHEP)` – `JDAHEP(2,IHEP)` содержал дочерние частицы. Эта переменная должна устанавливаться также в тех случаях, когда есть только одна дочерняя частица, как в распадах

$K^0 \to K^0_S$, таким образом, чтобы связь от первой дочерней частицы к последней работала очевидным образом. Обычно дочерние частицы сохраняются после материнских, но при обратной эволюции излучения в начальном состоянии может реализовываться противоположный порядок, то есть материнские частицы располагаются ниже дочерних. Также в этом случае две дочерних частицы могут не следовать друг за другом, а разделяться в записи события.

`PHEP(1,IHEP)`: импульс в x-направлении, в ГэВ/с.
`PHEP(2,IHEP)`: импульс в y-направлении, в ГэВ/с.
`PHEP(3,IHEP)`: импульс в z-направлении, в ГэВ/с.
`PHEP(4,IHEP)`: энергия, в ГэВ.
`PHEP(5,IHEP)`: масса, в ГэВ/с^2. Для пространственноподобных партонов можно использовать отрицательную массу, согласно `PHEP(5,IHEP)`$= -\sqrt{-m^2}$.
`VHEP(1,IHEP)`: положение вершины рождения x, в м.
`VHEP(2,IHEP)`: положение вершины рождения y, в м.
`VHEP(3,IHEP)`: положение вершины рождения z, в м.
`VHEP(4,IHEP)`: время рождения, в мм/с ($\approx 3.33 \times 10^{-12}$ с).

Этим заканчивается краткое описание стандарта. В JETSET как интерфейс обеспечивается программа `LUHEPC`.

```
CALL LUHEPC(MCONV)
```

Назначение: преобразование записи события из `LUJETS` в `HEPEVT` и обратно.
`MCONV`: направление преобразования.
- `= 1`: переводит запись `LUJETS` в запись `HEPEVT`, оставляя оригинал `LUJETS` нетронутым.
- `= 2`: переводит запись `HEPEVT` в запись `LUJETS`, оставляя оригинал `HEPEVT` нетронутым.

Преобразование импульсов тривиально: это исключительно вопрос изменения упорядочения индексов. Информация относительно вершины является несколько более сложной; дополнительный пятый компонент, представленный в `LUJETS`, может быть легко восстановлен из другой информации для нестабильных частиц. Однако некоторые из расширенных возможностей, предоставляемых этим компонентом, типа возможности рассматривать распады в пределах определенного пространственного объема при последующих вызовах `LUEXEC`, не могут использоваться при двойном переводе (прямом и обратном). Коды частиц `K(I,2)` и `IDHEP(I)` идентичны, так как они основаны на кодах PDG.

Наконец, нетривиальную проблему составляет перевод кодов состояний и истории события. При переводе `LUJETS` в `HEPEVT` теряется информация о цветовом потоке. С другой стороны, требуется определить позицию второй материнской частицы, если она существует; это влияет только на строки `K(I,2) =` 91 - 94. Также, для строк с `K(I,1) =` 13 или 14 требуется определить указатели дочерних частиц. Однако в общем случае перевод `LUJETS` в `HEPEVT` не должен представлять большой проблемы, и вмешательства пользователя не требуется. (Мы предполагаем, что в JETSET установлено значение по умолчанию `MSTU(16) =1`, иначе возникают некоторые несоответствия с предложенным стандартным описанием истории события.)

При переводе `HEPEVT` в `LUJETS` информация о второй материнской частице теряется. Любые коды `IDHEP(I)`, не равные 1, 2 или 3, переводятся в `K(I,1) =0`, так что все входы с `K(I,1)` $\geq$ 30 эффективно теряются при прямом и обратном переводе. Все входы с

`IDHEP(I) =2` переводятся в `K(I,1) =11`, так что входы типа `K(I,1) = 12, 13, 14` или `15` не определяются. Таким образом, отсутствует любая информация о цветовом потоке для фрагментировавших партонов. Для партонов с `IDHEP(I) =1`, то есть нефрагментировавших, применяется разделение партонной системы на бесцветные объекты, как требуется для последующей фрагментации. Тогда считается, что партоны сохраняются последовательно вдоль струны. Обычно при этом струна начинается в $\mathrm{q}(\overline{\mathrm{q}})$- или $\overline{\mathrm{q}\mathrm{q}}(\mathrm{q}\mathrm{q})$-входе, натягивается между несколькими промежуточными глюонами и кончается в $\overline{\mathrm{q}}(\mathrm{q})$- или $\mathrm{q}\mathrm{q}(\overline{\mathrm{q}\mathrm{q}})$-входе. Частицы в этой последовательности можно переставлять без каких-либо неблагоприятных последствий, то есть последовательность $\mathrm{u}-\mathrm{g}-\gamma-\overline{\mathrm{u}}$ будет интерпретироваться как $\mathrm{u}-\mathrm{g}-\overline{\mathrm{u}}$ струна плюс дополнительный фотон. Принимается, что закрытая глюонная петля состоит из последовательности глюонов, и струна натянута от последнего глюона к первому. В противоположность этому рассматривается случай открытой струны, когда появление любой частицы, не являющейся глюоном, сигнализирует об окончании глюонной петли. Например, последовательность $\mathrm{g}-\mathrm{g}-\mathrm{g}-\mathrm{g}$ может интерпретироваться как единая четырехглюонная петля, в то время как последовательность $\mathrm{g}-\mathrm{g}-\gamma-\mathrm{g}-\mathrm{g}$ будет состоять из двух 2-глюонных систем.

Если такая интерпретация (не являющаяся единственной), вам не нравится, то можно внести поправки, например, используя `LUJOIN` для точного определения, какие партоны и в какой последовательности должны быть объединены в струну. Вызов `LUJOIN` (или эквивалентной программы) также необходим в том случае, когда нужно использовать `LUSHOW` для развития ливней от нескольких партонов.

Для практических приложений нужно заметить, что в Jetset e^+e^--события, в которых развивались ливни, но не произошла фрагментация, содержат партоны, упорядоченные как в случаях выше, так, чтобы при переводе в `HEPEVT` и обратно не уничтожалась возможность провести фрагментацию простым вызовом `LUEXEC`. Для жестких взаимодействий в Pythia это условие также выполняется, хотя в сценарии многократных взаимодействий могут возникнуть проблемы, когда несколько закрытых gg-петель появляются непосредственно друг за другом, и, таким образом, интерпретируются как единая мультиглюонная петля после прямого и обратного перевода.

Глава 6

Жесткие процессы в JETSET

Программа Jetset моделирует два жестких процесса. Основной интерес представляет процесс $e^+e^- \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$. КХД-поправки высших порядков можно получить, используя механизм партонных ливней или матричные элементы второго порядка. Детали эволюции партонного ливня даются в главе 10, а эта глава посвящена матричным элементам, включая резюме алгоритма Jetset для излучения фотонов в начальном состоянии. Для моделирования процесса $e^+e^- \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$ можно также использовать Pythia, но тогда будут недоступны опции матричных элементов второго порядка и возможности введения поляризации входящих пучков. Также здесь описаны некоторые другие различия между двумя алгоритмами.

Второй жесткий процесс, содержащийся в Jetset, – распад Υ в ggg или γgg, – прокомментирован здесь относительно кратко.

Основные ссылки для этой главы – [Sjö83, Sjö86, Sjö89].

6.1 События аннигиляции в континууме

Описание e^+e^--аннигиляции в адронных событиях содержит ряд компонентов: s-зависимость полного сечения и состав ароматов, мультиструйные матричные элементы, угловую ориентацию событий, тормозное излучение фотонов в начальном состоянии и влияние поляризации электрона в начальном состоянии. Существует множество формул, выведенных для случая безмассовых выходящих кварков. Для каждого из компонентов ниже мы начнем обсуждение с безмассового случая, а затем покажем, как "приспособить" теорию для случая массивных кварков.

6.1.1 Сечения электрослабого взаимодействия

В стандартной модели фермионы имеют следующие константы взаимодействия (даны для первого поколения):

$$\begin{array}{lll}
e_\nu = 0, & v_\nu = 1, & a_\nu = 1, \\
e_\mathrm{e} = -1, & v_\mathrm{e} = -1 + 4\sin^2\theta_W, & a_\mathrm{e} = -1, \\
e_\mathrm{u} = 2/3, & v_\mathrm{u} = 1 - 8\sin^2\theta_W/3, & a_\nu = 1, \\
e_\mathrm{d} = -1/3, & v_\mathrm{d} = -1 + 4\sin^2\theta_W/3, & a_\mathrm{d} = -1,
\end{array}$$

где e – электрический заряд, v и a – векторная и аксиальная константы связи с Z^0. Энергетическая зависимость отношения слабого нейтрального тока к электромагнитному дается выражением

$$\chi(s) = \frac{1}{4\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\,\frac{s}{s - m_\mathrm{Z}^2 + im_\mathrm{Z}\Gamma_\mathrm{Z}}\ , \qquad (6.1)$$

где $s = E_{cm}^2$. В JETSET параметр смешивания $\sin^2\theta_W$, а также масса Z^0 m_{Z} и ширина Γ_{Z} рассматриваются как константы, задаваемые пользователем (в то время как PYTHIA непосредственно вычисляет s-зависимость ширины).

Хотя входящие пучки e^+ и e^- обычно неполяризованы, мы включили возможность поляризации пучков в соответствии с формализмом [Ols80]. Таким образом, входящие e^+ и e^- характеризуются поляризацией $\mathbf{P}^{\pm}$ в системе покоя частиц:

$$\mathbf{P}^{\pm} = \mathbf{P}_{\mathbf{T}}^{\pm}\hat{\mathbf{s}}^{\pm} + \mathbf{P}_{\mathbf{L}}^{\pm}\hat{\mathbf{p}}^{\pm} \ , \tag{6.2}$$

где $0 \leq P_T^{\pm} \leq 1$ и $-1 \leq P_L^{\pm} \leq 1$, со связью

$$(\mathbf{P}^{\pm})^2 = (\mathbf{P}_{\mathbf{T}}^{\pm})^2 + (\mathbf{P}_{\mathbf{L}}^{\pm})^2 \leq \mathbf{1} \ . \tag{6.3}$$

Здесь $\hat{\mathbf{s}}^{\pm}$ – единичные векторы, перпендикулярные к направлениям пучков $\hat{\mathbf{p}}^{\pm}$. Для определенности мы выбираем правовинтовую систему координат с $\hat{\mathbf{p}}^{\pm} = (0, 0, \mp 1)$ и стандартным поперечным направлением поляризации (перпендикулярно плоскости системы накопительных колец ускорителя) $\hat{\mathbf{s}}^{\pm} = (0, \pm 1, 0)$, что соответствует значениям азимуального угла $\varphi^{\pm} = \pm\pi/2$. В качестве свободных параметров программы оставляем P_L^+, P_L^-, $P_T = \sqrt{P_T^+ P_T^-}$ и $\Delta\varphi = (\varphi^+ + \varphi^-)/2$.

Для безмассового КЭД-случая вероятность произвести аромат f пропорциональна e_{f}^2, т.е. вероятность произвести кварк верхнего типа в четыре раза больше, чем кварк нижнего типа. В самом низшем порядке КЭД для безмассового случая соответствующие относительные вероятности даются [Ols80]

$$\begin{aligned} h_{\mathrm{f}}(s) &= e_{\mathrm{e}}^2 (1 - P_L^+ P_L^-)\, e_{\mathrm{f}}^2 + 2e_{\mathrm{e}} \left\{ v_{\mathrm{e}}(1 - P_L^+ P_L^-) - a_{\mathrm{e}}(P_L^- - P_L^+) \right\} \Re\chi(s)\, e_{\mathrm{f}} v_{\mathrm{f}} + \\ &+ \left\{ (v_{\mathrm{e}}^2 + a_{\mathrm{e}}^2)(1 - P_L^+ P_L^-) - 2v_{\mathrm{e}} a_{\mathrm{e}}(P_L^- - P_L^+) \right\} |\chi(s)|^2 \left\{ v_{\mathrm{f}}^2 + a_{\mathrm{f}}^2 \right\} \ , \end{aligned} \tag{6.4}$$

где $\Re\chi(s)$ означает реальную часть $\chi(s)$. Выражение для $h_{\mathrm{f}}(s)$ зависит от значения s и от продольной поляризации пучков $\mathrm{e}^{\pm}$ нетривиальным образом.

Тогда сечение процесса $e^+e^- \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{f}\overline{\mathrm{f}}$ может быть записано в виде

$$\sigma_{\mathrm{f}}(s) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s} R_{\mathrm{f}}(s) \ , \tag{6.5}$$

где R_{f} дает отношение сечения данного процесса к сечению в самом низшем порядке КЭД для процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$,

$$R_{\mathrm{f}}(s) = N_C\, R_{\mathrm{QCD}}\, h_{\mathrm{f}}(s) \ . \tag{6.6}$$

Фактор $N_C = 3$ учитывает число цветов, доступных для пары $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$. R_{QCD} учитывает петлевые КХД-поправки к сечению. Для n_f эффективных ароматов (обычно $n_f = 5$)

$$R_{\mathrm{QCD}} \approx 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + (1.986 - 0.115 n_f) \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \cdots \tag{6.7}$$

в $\overline{\mathrm{MS}}$-схеме перенормировки [Din79]. Обратите внимание, что R_{QCD} не влияет на относительный состав ароматов кварков и представляет периферийный интерес в JETSET. (Для лептонов множители N_C и R_{QCD} должны отсутствовать, т.е. $N_C\, R_{\mathrm{QCD}} = 1$, но лептонные конечные состояния не генерируются в JETSET.)

При пренебрежении эффектами от высших поправок КХД и КЭД поправки для массивных кварков даются в терминах скорости v_{q} кварка с массой m_{q}, $v_{\mathrm{q}} = \sqrt{1 - 4m_{\mathrm{q}}^2/s}$, следующим образом. Вклад от векторного кваркового тока в h_{f} (пропорциональный e_{f}^2,

$e_\mathrm{f} v_\mathrm{f}$ или v_f^2) умножается на пороговый коэффициент $v_\mathrm{q}(3 - v_\mathrm{q}^2)/2$, а вклад от аксиального тока (пропорциональный a_f^2) умножается на v_q^3. Хотя включение масс кварков в формулы уменьшает полное сечение, КХД-поправки первого порядка дают компенсирующие вклады [Jer81]. Таким образом, можно ожидать, что один множитель v_q должен исчезнуть. В настоящее время в программе доступны только опции, которые или учитывают пороговые факторы полностью, или не учитывают вообще.

Так как все пять кварков являются легкими в масштабе массы Z^0, проблема учета массы кварков не представляет реального интереса для процессов на LEP. Однако чисто слабые поправки важны, в частности, из-за того, что они изменяют парциальныю ширину b-кварка, в отличие от кварков четырех других ароматов [Küh89]. Никакие подобные эффекты в настоящее время не включены в программу.

6.1.2 Матричные элементы первого порядка КХД

КХД-поправки первого порядка к процессу $e^+e^- \to \mathrm{q\overline{q}}$ дают вероятность излучения глюона от q или $\mathrm{\overline{q}}$, т.е. вероятность процесса $e^+e^- \to \mathrm{q\overline{q}g}$. Матричный элемент удобно записать в терминах масштабных энергетических переменных в системе ЦМ события $x_1 = 2E_\mathrm{q}/E_{cm}$, $x_2 = 2E_{\mathrm{\overline{q}}}/E_{cm}$ и $x_3 = 2E_\mathrm{g}/E_{cm}$, $x_1 + x_2 + x_3 = 2$. Для безмассовых кварков матричный элемент есть [Ell76]

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dx_1\, dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1 - x_1)(1 - x_2)} \ , \tag{6.8}$$

где σ_0 – сечение в самом низшем порядке, $C_F = 4/3$ – соответствующий цветовой фактор, и кинематически разрешенная область есть $0 \leq x_i \leq 1, i = 1, 2, 3$. Кинематически переменная x_k для партона k связана с инвариантной массой m_{ij} двух других партонов i и j соотношением $y_{ij} = m_{ij}^2/E_{cm}^2 = 1 - x_k$.

Константа сильного взаимодействия α_s в первом порядке дается выражением

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\, \ln(Q^2/\Lambda^2)} \ . \tag{6.9}$$

Обычно $Q^2 = s = E_{cm}^2$; мы вернемся к проблеме определения Q^2 ниже. Число ароматов n_f равно пяти для LEP-приложений, так что значение Λ определяется как Λ_5 (в то время как, например, в исследованиях по наиболее глубоко неупругому рассеянию используется Λ_4, так как энергия для этих экспериментов находится ниже порога рождения боттом-аромата). Значения α_s урегулированы для значений энергии, отвечающих порогам рождения ароматов, то есть при изменении n_f значение Λ также изменяется соответствующим образом. Поэтому на пороговых энергиях изменяется производная α_s, а не сама α_s.

Чтобы отделять 2-струйные события от 3-струйных, полезно ввести параметры разрешения струй. Это может быть выполнено несколькими различными способами. Наиболее известные – y- и (ϵ,δ)-процедуры. Мы рассмотрим только процедуру введения ограничений на y, которая является единственной используемой в программе. Здесь 3-партонная конфигурация называется 2-струйным событием, если

$$\min_{i,j}(y_{ij}) = \min_{i,j} \left(\frac{m_{ij}^2}{E_{cm}^2} \right) < y \ . \tag{6.10}$$

Сечение в уравнении (6.8) расходится для $x_1 \to 1$ или $x_2 \to 1$, но если включить пропагатор первого порядка и вершинные поправки, в сечении появляется соответствующая особенность с противоположным знаком, так что полное сечение будет конечным. При аналитических вычислениях среднее значение любой "хорошей" величины $\mathcal{Q}$ есть

$$\langle \mathcal{Q} \rangle = \frac{1}{\sigma_{tot}} \lim_{y \to 0} \left(\mathcal{Q}(2parton)\, \sigma_{2parton}(y) + \int_{y_{ij} > y} \mathcal{Q}(x_1, x_2)\, \frac{d\sigma_{3parton}}{dx_1\, dx_2}\, dx_1\, dx_2 \right) , \qquad (6.11)$$

где любая явная y-зависимость исчезает в пределе $y \to 0$.

В монте-карловской программе нельзя работать с отрицательными значениями доли 2-струйных событий, следовательно, необходимо ввести фиксированное ненулевое предельное значение y в фазовам пространстве 3-струйных событий. Имеется экспериментальное свидетельство необходимости выбора малого предельного значения y, то есть выбора большой доли 3-струйных событий. Для LEP-приложений рекомендуемое значение – $y = 0.01$, которое является относительно малым, но все же сохраняет положительное значение доли 2-струйных событий. Тогда для $\alpha_s = 0.12$ с полным учетом КХД-поправок до второго порядка включительно (см. ниже) доли конфигураций, состоящих из 2 : 3 : 4 струй приблизительно будут 11% : 77% : 12%, соответственно.

Однако следует заметить, что КЭД-излучение в начальном состоянии может иногда существенно понизить энергию в системе ЦМ, т.е. увеличить значение α_s. При этом доля 3-струйных событий может стать больше единицы, если оставить значение предела y, равное 0.01, для таких событий. Поэтому при энергиях PETRA/PEP значения y должны быть несколько больше 0.01. В дополнение к введению ограничения на y программа содержит ограничение на значение инвариантной массы m_{ij} двух любых партонов, которое обычно должно быть больше 2 ГэВ. Это ограничение соответствует фактическому слиянию двух близлежащих партонных струй, т.е. в этом случае обработка двух отдельных партонов была бы излишней ввиду размытия из-за последующей фрагментации. Так как масштаб массовых ограничений $\sqrt{y}E_{cm}$ обычно существенно больший, это дополнительное ограничение присутствует только для событий при низких энергиях.

Для массивных кварков вклад от КХД-излучения слегка уменьшается [Iof78]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dx_1\, dx_2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \left\{ \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1 - x_1)(1 - x_2)} - \frac{4m_{\mathrm{q}}^2}{s} \left(\frac{1}{1 - x_1} + \frac{1}{1 - x_2} \right) \right. \\ &\left. - \frac{2m_{\mathrm{q}}^2}{s} \left(\frac{1}{(1 - x_1)^2} + \frac{1}{(1 - x_2)^2} \right) - \frac{4m_{\mathrm{q}}^4}{s^2} \left(\frac{1}{1 - x_1} + \frac{1}{1 - x_2} \right)^2 \right\} . \qquad (6.12) \end{aligned}$$

Кроме того, фазовый объем для излучения ограничен в соответствии с требованием

$$\frac{(1 - x_1)(1 - x_2)(1 - x_3)}{x_3^2} \geq \frac{m_{\mathrm{q}}^2}{s} . \qquad (6.13)$$

Для b-кварка при энергиях LEP эти поправки действительно малы.

6.1.3 Матричные элементы для 4-струйных событий

Во втором порядке КХД добавляются два новых типа событий, $e^+e^- \to \mathrm{q\overline{q}gg}$ и $e^+e^- \to \mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$. Сечения 4-струйных событий рассчитывались несколькими группами теоретиков [Ali80a, Gae80, Ell81, Dan82], которые получили согласованные результаты. Полученные формулы слишком длинны, чтобы приводить их здесь. В одном из вычислений [Ali80a] явно включались массы кварков, но в Jetset содержатся только безмассовые выражения, как принято в [Ell81]. Здесь угловая ориентация события была выбрана так, чтобы остались пять независимых внутренних кинематических переменных. Они могут быть связаны с шестью y_{ij}- и четырьмя y_{ijk}-переменными, $y_{ij} = m_{ij}^2/s = (p_i + p_j)^2/s$ и $y_{ijk} = m_{ijk}^2/s = (p_i + p_j + p_k)^2/s$, в терминах которых даются матричные элементы.

Первоначальные вычисления были сделаны для чистого γ-обмена; недавно было показано [Kni89], что растущий дополнительный вклад в сечение $e^+e^- \to \mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$ обусловлен аксиальной частью Z^0. Учет этого члена не включен в программу, но, к счастью, этот вклад конечен и мал.

Принимая во внимание, что способ натяжения струны, то есть трубки цветового потока при фрагментации, не является единственным для $\mathrm{q\overline{q}g}$ события, для $\mathrm{q\overline{q}gg}$ события имеются следующие две возможности: $\mathrm{q - g_1 - g_2 - \overline{q}}$ или $\mathrm{q - g_2 - g_1 - \overline{q}}$. Знание цветов кварков и глюонов, полученное в соответствии с теорией возмущений, не будет обеспечивать однозначность определения натяжения струны, как только два глюона будут иметь разный цвет. Вероятность реализации такого события подавлена фактором $1/N_C^2 = 1/9$. Можно или полностью пренебречь этими вкладами, или сохранить их для выбора кинематических установок, а при выборе состава струны опустить [Gus82]. Мы использовали последнюю процедуру. При сравнении двух возможностей получили расхождение порядка 10 - 20 конфигурации и даже меньшее значение – для полного сечения 4-струйного события, так что с практической точки зрения это не представляет особой проблемы.

Для более высоких порядков результаты зависят от схемы перенормировки; мы везде будем использовать $\overline{\mathrm{MS}}$. В дополнение к этому выбору можно использовать несколько различных форм для α_s, которые эквивалентны друг другу в данном порядке, но будут отличаться в более высоких порядках. Мы выбрали рекомендуемый стандарт [PDG88]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2_{\overline{\mathrm{MS}}})} \left\{ 1 - 6\,\frac{153 - 19n_f}{(33 - 2n_f)^2}\,\frac{\ln(\ln(Q^2/\Lambda^2_{\overline{\mathrm{MS}}}))}{\ln(Q^2/\Lambda^2_{\overline{\mathrm{MS}}})} \right\} . \tag{6.14}$$

6.1.4 Матричные элементы второго порядка для 3-струйных событий

Как и в первом порядке, полное вычисление во втором порядке содержит вклады излучения от обоих реальных партонов, а также поправки к вершинам взаимодействия и к пропагаторам. Поправки изменяют значения сечений 2- и 3-струйных событий. Хотя вначале имелись некоторые рассогласования, теперь величина петлевых поправок считается установленной [Ell81, Ver81, Fab82]. Поэтому при аналитических вычислениях может использоваться соответственно расширенная процедура ур. (6.11) для любой "хорошей" переменной.

При монте-карловском моделировании событий опять необходимо наложить некоторый конечный критерий разрешения струй. Это означает, что четырехпартонные события, которые не удовлетворяют данному ограничению, должны быть перераспределены в класс 3- или 2-струйных событий. Эта область в прошлом неоднократно обсуждалась [Kun81, Got82, Ali82, Zhu83, Gut84, Gut87, Kra88], и до сих пор здесь отсутствует полное согласие. Скорее всего, единого мнения по этому вопросу никогда не будет достигнуто, так как имеются действительно неоднозначные пункты в процедуре, связанные с теоретическими неопределенностями.

В процедуре наложения ограничения на y любые два партона с инвариантной массой $m_{ij}^2 < yE_{cm}^2$ должны быть объединены в один. Если просто добавить четырехимпульсы, то полученная сумма будет соответствовать партону с положительной массой, а именно, с первоначальной m_{ij}. Однако петлевые поправки даются для конечных безмассовых партонов. Поэтому для того, чтобы обеспечить (частичную) компенсацию владов от реальных четырехпартонных и виртуальных трехпартонных состояний, необходимо избавиться от "ненужной" массы четырехпартонных состояний. Практически используются несколько схем рекомбинации, которые имеют названия "E", "E0", "p" и "p0" [OPA91]. В схеме "E"-типа энергия объединившихся партонов дается $E_{ij} = E_i + E_j$, и можно отрегулировать трехимпульсы соответствующим образом. Наоборот, в схеме "p"-типа добавляются трехимпульсы $\mathbf{p_{ij}} = \mathbf{p_i} + \mathbf{p_j}$ и регулируются значения энергии. Эти процедуры приводят к различной топологии 3-струйных событий, и, как следствие, к различным дифференциальным сечениям 3-струйных событий во втором порядке.

В каждой схеме для возможных согласований остается ряд точек, в частности, в случае, когда объединение пары близлежащих партонов дает событие, не имеющее $\mathrm{q\overline{q}g}$-структуру ароматов.

Jetset содержит два альтернативных выполнения процедуры во втором порядке для 3-струйных событий, GKS и ERT(Zhu). По историческим причинам первый выбор используется по умолчанию, но фактически в настоящее время рекомендуется второй. Доступны также другие параметризации, выполняющиеся вместе с Jetset, см. [Sjö89, Mag89].

GKS-выбор основан на GKS-вычислениях [Gut84], в которых были исправлены некоторые из первоначальных ошибок в FKSS [Fab82]. GKS-формулы имеют преимущество в представлении поправок второго порядка в аналитическом виде, через функции x_1, x_2 и предел y. Однако, как сегодня признается всеми (и авторами этого выбора в том числе), здесь пропущены некоторые важные члены, и поэтому эти матричные элементы не следует воспринимать слишком серьезно. Таким образом, этот выбор сохраняется, в основном, для совместимости с предыдущими версиями.

ERT(Zhu)-генератор [Zhu83] основан на матричных элементах ERT [Ell81] с монте-карловской процедурой рекомбинации, предложенной Kunszt [Kun81] и разработанной Ali [Ali82]. Основное преимущество этого выбора – представление поправок в удобном параметрическом виде. Для практических приложений главное ограничение заключается в том, что поправки даются только для дискретных значений параметра предела y, а именно, для $y = 0.01$, 0.02, 0.03, 0.04, и 0.05.

Основной подход состоит в следующем. Без какой-либо потери общности полное сечение 3-струйных событий во втором порядке может быть записано с помощью "функции отношения" $R(X,Y;y)$, определяемой через

$$\frac{1}{\sigma_0}\frac{d\sigma_3^{tot}}{dX\,dY} = \frac{\alpha_s}{\pi}A_0(X,Y)\left\{1 + \frac{\alpha_s}{\pi}R(X,Y;y)\right\} , \tag{6.15}$$

где $X = x_1 - x_2 = x_\mathrm{q} - x_{\overline{\mathrm{q}}}$, $Y = x_3 = x_g$, σ_0 – адронное сечение в низшем порядке, $A_0(X,Y)$ – стандартное сечение 3-струйных событий в первом порядке, см. ур. (6.8). При монте-карловском интегрировании значение $R(X,Y;y)$ вычисляется в бинах (X,Y), и результат параметризуется простой функцией $F(X,Y;y)$.

Чтобы получить долю 3-струйных событий во втором порядке, было введено малое предельное значение $y_0 = 10^{-7}$. Принималось, что четырехпартонные события, которые не удовлетворяют этому ограничению, могут быть (частично) скомпенсированы аналитически вкладом от виртуальных 3-струйных событий, так, что получается "регуляризованный виртуальный" вклад в долю 3-струйных событий. Для данного выбора предела y в физическом диапазоне $y \gg y_0$ имеется дополнительный "мягкий" вклад от четырехпартонных событий, которые удовлетворяют пределу y_0, но не пределу y.

Была сгенерирована большая выборка (9 000 000) четырехпартонных событий внутри области, определяемой пределом y_0. Для событий, которые не удовлетворяли более строгому ограничению y, пара партонов с наименьшей инвариантной массой объединялась в эффективную струю, используя "p0"-схему рекомбинации, т.е. добавлялись трехимпульсы $\mathbf{p_{ij}} = \mathbf{p_i} + \mathbf{p_j}$, масса объединенной пары при вычислении значения энергии полагалась равной нулю, $E_{ij} = |\mathbf{p_i} + \mathbf{p_j}|$, а затем все четырехимпульсы домножались на общий коэффициент для сохранения правильного значения энергии в системе ЦМ.

При вычислении функций поправок $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ были приняты необходимые предосторожности при учете знаков ароматов в процессе рекомбинации. Пара, состоящая из кварка и глюона, объединялась в один кварк с таким же ароматом, как у начального кварка, два глюона объединялись в один, и т.д. В некоторых случаях три струи в конечном состоянии не образовывали стандартную q$\overline{\text{q}}$g-конфигурацию. Вероятность таких событий составляла меньше 0.5 от полного сечения даже для наиболее строгих используемых ограничений. Для этих "не-q$\overline{\text{q}}$g" конечных состояний распределение ароматов q, $\overline{\text{q}}$ и g было выполнено случайным образом.

Сумма "регуляризованных виртуальных" (было сгенерировано 1 000 000 3-струйных событий с весами, вычисленными во втором порядке) и "мягких" поправок, нормированная на сечение 3-струйных событий в первом порядке, была затабулирована в (X, Y)-плоскости, разделенной на бины размером 0.05×0.05. Поведение полученной таким образом функции R аппроксимируется 12-параметрической функцией F,

$$\begin{aligned} F(X,Y;y) &= p_1 + p_2X^2 + p_3X^4 + (p_4 + p_5X^2)Y + (p_6 + p_7X^2)Y^2 + \\ & (p_8 + p_9X^2)Y^3 + P_{10}/(X^2 - Y^2) + p_{11}/(1 - Y) + p_{12}/Y \ . \end{aligned} \tag{6.16}$$

Параметры p_i приведены в [Sjö89].

6.1.5 Схема генерации события по матричному элементу

Программа содержит отдельные параметризации отношения R полных сечений для 3-струйных событий в первом и во втором порядке и отношения R для 4-струйных событий, все как функции y (с α_s, выделенным в виде сомножителя). Эти параметризации были получены следующим образом:

- 3-струйный матричный элемент первого порядка является почти аналитически интегрируемым; при разумном усечении членов ряда в разложении после интегрирования было получено несколько малых конечных величин.
- GKS матричные элементы второго порядка для 3-струйных событий были проинтегрированы для 40 различных значений предела y, равномерно распределенных по $\ln y$ между наименьшим значением $y = 0.001$ и кинематическим пределом $y = 1/3$. Для каждого значения y было сгенерировано 250 000 точек фазового пространства, равномерно распределенных по $d\ln(1 - x_i) = dx_i/(1 - x_i)$, i =1,2, и в каждой точке вычислялось отношение R во втором порядке для 3-струйных событий. Тогда должным образом отнормированная сумма весов в каждой из 40 точек y аппроксимировалась полиномами по $\ln(y^{-1} - 2)$. Для ERT(Zhu) матричных элементов при монте-карловском интегрировании использовалась параметризация ур. (6.16) для пяти доступных значений y.
- Отношение R для 4-струйных событий получалось численным интегрированием, отдельно для q$\overline{\text{q}}$gg и q$\overline{\text{q}}$q$''\overline{\text{q}}'$ событий, по большой выборке точек фазового пространства для 4-струйных конфигураций в пределах области, задаваемой $y = 0.001$. Каждая точка классифицировалась в соответствии с фактическим минимумом y для любых двух партонов. Те же самые события могли бы тогда использоваться для обновления значений суммарных весов для 40 различных оценок, соответствующих значениям y, равномерно распределенным по $\ln y$ между $y = 0.001$ и кинематическим пределом $y = 1/6$. Фактически, так как суммы весов для больших значений y получают вклады только от нескольких точек фазового пространства, была сгенерирова-

на дополнительная (меньшая) выборка событий с большими значениями предела y. Суммарные веса, должным образом отнормированные, тогда параметризуются полиномами по $\ln(y^{-1}-5)$. Как оказалось, трудно получить единый хороший фит для всего диапазона значений y, поэтому выше и ниже значения $y = 0.018$ используются различные параметризации. В первых реализациях программы в параметризации для $\mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$ учитывались только четыре аромата $\mathrm{q'}$, то есть вторичные $\mathrm{b\overline{b}}$-пары не генерировались, но это было исправлено для LEP-приложений.

На стадии генерации каждое событие трактуется как независимое, что означает, что значения α_s и y могут изменяться от события к событию. Главные шаги здесь следующие.

1. Определяется значение y, которое нужно использовать в текущем событии. Если это возможно, значение задается пользователем, но существуют также дополнительные ограничения на законность использования выбранной параметризации ($y \geq 0.001$ для GKS, $0.01 \leq y \leq 0.05$ для ERT(Zhu)) и дополнительное требование (изменяемое пользователем) минимума абсолютного значения инвариантной массы струй (что отражается на изменении значения предела y из-за эффектов КЭД-излучения в начальном состоянии).
2. Вычисляется значение α_s.
3. Для данных значений y и α_s определяется относительный состав 2/3/4 струи. Это достигается с использованием параметрических функций y для долей 3- и 4-струйных событий, умноженных на α_s в нужной степени. В ERT(Zhu), где искомое отношение для 3-струйных событий во втором порядке доступно только для нескольких значений y, промежуточные результаты получаются линейной интерполяцией отношения долей во втором и в первом порядке. Доли 3- и 4-струйных событий нормируются на известные аналитические выражения для полной относительной вероятности события во втором порядке, то есть делятся на R_{QCD} из ур. (6.7). Наконец, доля 2-струйных событий получается из требования сохранения полной вероятности.
4. Если комбинация значений y и α_s такова, что сумма долей 3- и 4-струйных событий больше единицы, то есть доля 2-струйных событий получается отрицательным числом, то значение предела y нужно увеличить (для данного события) и начать процесс снова с пункта 3.
5. Делается выбор между генерацией 2-, 3- или 4-струйных событий в соответствии с относительными вероятностями.
6. Для генерации 4-струйных конфигураций сначала необходимо сделать выбор между $\mathrm{q\overline{q}gg}$ и $\mathrm{q\overline{q}q''\overline{q}'}$ событиями в соответствии с относительными (параметризованными) полными сечениями. Потом выбирается точка фазового пространства, в которой вычисляется дифференциальное сечение, сравниваемое с параметрическим максимальным весом. Если точка фазового пространства отклоняется, то выбирается новая, пока не будет получено приемлемое 4-струйное событие.
7. Для 3-струйных конфигураций сначала выбирается точка фазового пространства в соответствии с сечением в первом порядке. Для этой точки вычисляется вес

$$W(x_1, x_2; y) = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} R(x_1, x_2; y) \qquad (6.17)$$

Здесь $R(x_1, x_2; y)$ дается в аналитическом виде для GKS [Gut84] и в виде приближенной параметризации $F(X, Y; y)$ ур. (6.16) для ERT(Zhu). Снова используется линейная интерполяция $F(X, Y; y)$ для промежуточных значений y. Вес W сравнивается с максимальным весом

$$W_{max}(y) = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} R_{max}(y) \ , \tag{6.18}$$

который определяется заранее в численном виде и соответстветствующим образом параметризуется. Если точка фазового пространства отклоняется, генерируется новая, и т.д.

8. Массивные матричные элементы второго порядка КХД недоступны в Jetset (хотя есть опция для первого порядка). Однако если 3- или 4-струйные события, определенные выше, выпадают из области фазового пространства, разрешенной для массивных кварков, событие отклоняется и считается 2-струйным. (Способ задания переменных y_{ij} и y_{ijk} для 4-струйных событий с массивными кварками не единственен, так что здесь наличествует некоторая свобода, обеспечивающая разумную сшивку с определением для 3-струйных событий.) Эта процедура, как известно, дает не ожидаемое полное массовое подавление, а только разумное первое приближение.
9. Наконец, если событие классифицируется как 2-струйное, как это было задано изначально или потому, что нарушаются ограничения на массивное фазовое пространство 3- и 4-струйных событий, процесс генерации тривиален.

6.1.6 Оптимизированная теория возмущений

Теоретически доказано, что поправки второго порядка к сечению 3-струйных событий большие. Поэтому логично было бы ожидать, что поправки третьего порядка – также большие для 4-струйных событий. Действительно, экспериментально полученная доля 4-струйных событий больше значения, предсказанного теорией во втором порядке (с учетом эффектов от фрагментации), если значение α_s определено на основании значения доли 3-струйных событий [Sjö84a, JAD88].

Единственный последовательный путь решить эту проблему – прямое вычисление с учетом следующих порядков. Однако это весьма трудная задача, так что необходимо рассмотреть возможные упрощения. Например, можно попробовать минимизировать вклады от более высоких порядков подходящим выбором масштаба перенормировки [Ste81] – "оптимизированная теория возмущений". Это эквивалентно другому выбору масштаба Q^2 в α_s, который, в принципе, не обязан задаваться единственным образом. В самом деле, стандартное значение $Q^2 = s = E_{cm}^2$ больше, чем естественный физический масштаб излучения глюонов в событиях, дающий, что большинство глюонов действительно мягкие. Поэтому можно было бы выбрать другой масштаб, $Q^2 = fs$, с $f < 1$. $\mathcal{O}(\alpha_s)$ для 3-струйных событий должна была бы расти при таком изменении масштаба, и так же должно было бы вести себя число 4-струйных событий, включая те, которые коллапсируют в 3-струйные. Однако петлевые поправки зависят от масштаба Q^2 и компенсируют поправки выше, давая больший отрицательный вклад в долю 3-струйных событий.

Возможность выбора оптимизированного масштаба f в программе осуществлена следующим образом [Sjö89]. Предположим, что дифференциальная доля 3-струйных событий для масштаба $Q^2 = s$ дается выражением

$$R_3 = r_1 \alpha_s + r_2 \alpha_s^2 \ , \tag{6.19}$$

где R_3, r_1 и r_2 – функции кинематических переменных x_1 и x_2 и предела y, как описано выше. При выборе другого масштаба $Q'^2 = fs$ для константы связи доля 3-струйных событий должна измениться на

$$r_3' = r_1' \alpha_s' + r_2 \alpha_s'^2 \ , \tag{6.20}$$

где $r_1' = r_1$,

$$r_2' = r_2 + r_1 \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \ln f \ , \tag{6.21}$$

и $\alpha_s' = \alpha_s(fs)$. Так как мы располагем только борновским членом для 4-струйных конфигураций, здесь эффекты изменения масштаба получаются только от изменения в константе взаимодействия. Наконец, сечение 2-струйных событий по-прежнему может быть получено как разница между полным сечением и суммой сечений для 3- и 4-струйных событий.

Если в программе используется оптимизированный масштаб, то значение по умолчанию – $f = 0.002$, которое является предпочтительным при исследованиях, см. [Bet89]. (Фактически, также можно использовать соответственно оптимизированный фактор R_{QCD}, ур. (6.7), но тогда соответствующее значение f выбирается независимо и еще ближе к единице.) Успех в описании долей многоструйных конфигураций не должен заслонять тот факт, что этот метод еще содержит некоторые неоднозначности (надеюсь, преодолимые), и любые выводы, на нем основанные, должны быть приняты с некоторой осторожностью.

Одна специальная проблема, связанная с использованием оптимизированной теории возмущений, состоит в том, что дифференциальная доля 3-струйных событий может стать отрицательной в большой области фазового пространства (x_1, x_2). Эта проблема уже существует, по крайней мере, в принципе, даже для масштаба $f = 1$, так как r_2 не будет гарантированно положительно определен. Действительно, в зависимости от выбора предела y, значения α_s и схемы рекомбинации можно получить небольшую область, в которой дифференциальная доля 3-струйных событий будет отрицательна, для полного выражения второго порядка. Эта область сосредоточена вокруг $\mathrm{q\overline{q}g}$-конфигураций, где q и $\overline{\mathrm{q}}$ расположены близко друг к другу в одном полушарии и g – отдельно в другом, то есть $x_1 \approx x_2 \approx 1/2$. Достаточно очевидно, что поправки второго порядка должны быть отрицательными в этой области [Dok89]: q и $\overline{\mathrm{q}}$ в $\mathrm{q\overline{q}g}$-состоянии находятся в связанном цветном октетном состоянии, и цветовая сила между ними носит характер отталкивания, что приводит к отрицательному вкладу второго порядка.

Однако, как только f становится меньше единицы, r_2' получает отрицательный вклад от члена $\ln f$, и область отрицательных дифференциальных сечений увеличивается, особенно после учета изменений в константе α_s. В рамках генератора событий, где все события предполагаются приходящими с единичным весом, очевидно, невозможно моделировать отрицательные сечения. Поэтому в программе эта проблема решается так: 3-струйные события в областях отрицательных дифференциальных сечений вообще не генерируются, а доля таких конфигураций в областях положительных сечений уменьшается на некоторый постоянный коэффициент, выбираемый так, чтобы получить нужное полное число 3-струйных событий. Это следствие способа работы программы, когда сначала на основании значения интегральной доли 3-струйных событий, в которой положительные и отрицательные вклады складываются с нужным знаком, решается, какое событие нужно сгенерировать, и только потом выбирается кинематика.

Данный подход, основанный на нашем понимании физических основ происхождения отрицательных значений сечений, разумен так же, как и любой другой, по крайней мере, в рассматриваемом порядке теории возмущений. Однако в таком подходе можно получить забавные результаты для малых значений f, как было наблюдено коллаборацией OPAL [OPA92] для асимметрии энергетических корреляций.

6.1.7 Угловая ориентация

В то время как чистый γ-обмен дает простое $1+\cos^2\theta$ распределение для направления вылета q (и $\overline{\mathrm{q}}$) в q$\overline{\mathrm{q}}$-событии, Z^0-обмен и γ^*/Z^0-интерференция приводят к асимметрии вылета вперед–назад. Если ввести

$$\begin{aligned} h'_{\mathrm{f}}(s)\text{и} = \text{и}2e_{\mathrm{e}} & \left\{a_{\mathrm{e}}(1-P_L^+P_L^-) - v_{\mathrm{e}}(P_L^- - P_L^+)\right\} \Re\chi(s) e_{\mathrm{f}} a_{\mathrm{f}} \\ + & \left\{2v_{\mathrm{e}}a_{\mathrm{e}}(1-P_L^+P_L^-) - (v_{\mathrm{e}}^2 + a_{\mathrm{e}}^2)(P_L^- - P_L^+)\right\} |\chi(s)|^2 \, v_{\mathrm{f}} a_{\mathrm{f}} \ , \end{aligned} \qquad (6.22)$$

то угловое распределение для кварка дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\mathrm{f}})} \propto h_{\mathrm{f}}(s)(1+\cos^2\theta_{\mathrm{f}}) + 2h'_{\mathrm{f}}(s)\cos\theta_{\mathrm{f}} \ . \qquad (6.23)$$

Угловая ориентация 3- или 4-струйного события может быть описана с помощью трех углов χ, θ и φ; для 2-струйных событий нужны только θ и φ. По отношению к стандартной ориентации с q, направленным по оси $+z$, и $\overline{\mathrm{q}}$, лежащим в плоскости xz с $p_x > 0$, произвольная ориентация может быть достигнута вращениями $+\chi$ по азимутальному углу, $+\theta$ – по полярному и $+\varphi$ – по азимутальному, в одном и том же порядке. Дифференциальные сечения, включающие эффекты слабого взаимодействия и произвольные поляризации входящих пучков, приведены для 2- и 3-струйных событий в [Ols80, Sch80]. Мы используем формализм [Ols80] с $\chi \to \pi - \chi$ и $\varphi^- \to -(\varphi + \pi/2)$. Результирующие формулы чрезвычайно громоздки, но могут применяться непосредственно после выбора внутренней конфигурации струй. 4-струйные события рассматриваются приближенно как 3-струйные, объединяя два глюона в q$\overline{\mathrm{q}}$gg-событии и q$'$ и $\overline{\mathrm{q}}'$ в q$\overline{\mathrm{q}}$q$'\overline{\mathrm{q}}'$-событии в одну эффективную струю. Это означает, что некоторыми угловыми асимметриями пренебрегается [Ali80a], но автоматически включаются эффекты слабых взаимодействий. Принимается, что 3-струйные события во втором порядке имеют такую же угловую ориентацию, как и в первом, некоторые результаты изучения этой проблемы могут быть найдены в [Kör85]. Далее, формулы обычно отвечают безмассовому случаю; только для 2- и 3-струйных КЭД-событий доступны массовые поправки.

Главный эффект для угловых распределений мультиструйных событий проявляется в размытии результата в самом низшем порядке, т.е. уменьшении любых проявлений анизотропии в системах с 2 струями. При включении опции партонного ливня задана только ось начальной q$\overline{\mathrm{q}}$-конфигурации. Последующее развитие ливня *de facto* ведет к размытию оси струи, хотя не обязательно в полном согласии с предсказаниями модели матричных элементов для мультиструйных событий.

6.1.8 Излучение в начальном состоянии

Излучение фотона в начальном состоянии было включено в соответствии с формализмом [Ber82]. При этом каждое событие либо вообще не содержит фотонов, либо содержит только один, то есть это – неэкспоненциальное описание в первом порядке. Основная формула для сечения излучения жестких фотонов есть

$$\frac{d\sigma}{dx_\gamma} = \frac{\alpha_{em}}{\pi}\left(\ln\frac{s}{m_{\mathrm{e}}^2} - 1\right)\frac{1+x_\gamma^2}{x_\gamma}\sigma_0(\hat{s}) \ , \qquad (6.24)$$

где x_γ – доля энергии пучка, приходящаяся на фотон, $\hat{s} = (1-x_\gamma)s$ – квадрат энергии в системе ЦМ адронной подсистемы и σ_0 – обычное сечение аннигиляции для данного значения энергии. В частности, выбор ароматов в струе должен быть выполнен в соответствии с ожидаемыми значениями вероятностей для данного значения энергии. Сечение расходится для $x_\gamma \to 1$ и $x_\gamma \to 0$. Первая расходимость связана с тем, что σ_0 имеет $1/\hat{s}$-особенность (полюс, отвечающий реальному фотону) для $\hat{s} \to 0$. Верхнее ограничение на значение x_γ может быть выбрано так, чтобы удовлетворить условиям для экспериментальной установки. Вторая расходимость – особенность, связанная с мягкими фотонами, которая должна компенсироваться в сечении процессов без излучения. Поэтому требование $x_\gamma. > 0.01$ было выбрано так, чтобы доля жестких фотонов была бы меньше единицы. В полном сечении учтены вклады от фотонов с $x_\gamma < 0.01$, наряду с вершинными поправками и поправками на поляризацию вакуума (для адронной вакуумной поляризации используется простая параметризация сложных формул [Ber82]).

Спектр жестких фотонов может быть проинтегрирован аналитически для полной структуры γ^*/Z^0-обмена, включая вклады от интерференции различных членов, при условии, что не пересекались пороги рождения новых ароматов и вклад R_{QCD} в сечение может быть аппроксимирован некоторой константой во всем разрешенном диапазоне значений $\hat{s}$. Фактически, пороговые эффекты могут быть учтены стандартными методами отклонения, ценой получения не точного выражения для сечения в аналитическом виде, а выполнения эффективного монте-карловского интегрирования параллельно с обычной генерацией событий. В дополнение к x_γ нужно выбрать полярный угол θ_γ и азимутальный угол φ_γ фотонов. Далее, для ориентации адронной системы нужно сделать выбор, как должен рассматриваться фотон: как излучаемый e^+ или e^-.

При такой трактовке не учитывается излучение фотона в конечном состоянии, а также интерференция между излучением в начальном и в конечном состоянии. Формулы для $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ не могут быть просто переписаны для случая выходящих кварков, так как кварки живут очень короткое время перед превращением в адроны. Другое упрощение заключается в том, что полностью пренебрегается эффектами поляризации входящих пучков $\mathrm{e}^\pm$, т.е. не включается эффективный сдвиг азимутальных распределений фотонов и уменьшение поляризации. Параметры, описывающие поляризацию в программе, должны восприниматься как эффективная поляризация, оставшаяся после излучения в начальном состоянии.

6.1.9 Альтернативные матричные элементы

Программа содержит два набора альтернативных матричных элементов – для модели векторного абелевского глюона и для модели скалярного глюона. Очевидно, что обе эти альтернаты уже исключены полученными экспериментальными данными и не могут использоваться при построении последовательной теории сильных взаимодействий. Поэтому соответствующие матричные элементы включены в программу скорее с целью продемонстрировать, насколько хорошо характерные особенности КХД могут быть измерены экспериментально.

Для модели векторного абелевского глюона доступны матричные элементы второго порядка. Они легко получаются из стандартных матричных элементов КХД подстановкой соответствующих групповых чисел Казимира: $C_F = 4/3 \to 1$, $N_C = 3 \to 0$ и $T_R = n_/2\mathrm{f} \to 3n_\mathrm{f}$. Матричные элементы первого порядка содержат только C_F, поэтому стандартные результаты КХД в первом порядке могут быть восстановлены умножением α_s на коэффициент 4/3. Во втором порядке замена N_C на 0 означает, что взаимодействие $\mathrm{g} \to \mathrm{gg}$ отсутствует в абелевской модели, а изменение T_R соответствует увеличению константы взаимодействия для $\mathrm{g} \to \mathrm{q}'\overline{\mathrm{q}}'$, т.е. увеличению доли $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}\mathrm{q}'\overline{\mathrm{q}}'$-событий.

Поправки второго порядка к доле 3-струйных событий оказываются большими и отрицательными – если α_s аппроксимируется так, чтобы получить правильную долю 4-струйных событий, предсказанное значение дифференциальной доли 3-струйных событий будет отрицательным почти всюду в плоскости (x_1, x_2). Остается неясным, сохранится ли такое нефизическое поведение при учете поправок высших порядков. Было отмечено, что доля может быть сделана положительной подходящим выбором масштаба, так как α_s "бежит" в противоположных направлениях в абелевской модели и в КХД [Bet89]. Это можно видеть непосредственно из ур. (6.21), где член $33 = 11N_C$ отсутствует в абелевской модели, и зависящий от масштаба член меняет знак. В программе недоступны опции выбора оптимизированного масштаба для такой модели. Поэтому вы можете использовать следующие альтернативы: генерировать только 4-струйные события, или пренебречь поправками второго порядка для 3-струйных, или установить значение доли 3-струйных событий, равное нулю (так, чтобы генерировались только 2- и 4-струйные события). Обычно считается, что наибольший интерес представляет первая альтернатива, так как по угловым (и ароматовым) распределениям 4-струйных событий может быть проверена структура КХД. Также обратите внимание, что не включена "правильная" бегущая константа α_s; ожидается, что вы будете использовать опцию, где α_s дается постоянным числом.

Модель скалярного глюона "еще дальше от реальности", чем модель векторного абелевского, так как разногласия с экспериментом проявляются уже для матричных элементов 3-струйных событий [Lae80]:

$$\frac{d\sigma}{dx_1\,dx_2} \propto \frac{x_3^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \; , \tag{6.25}$$

где включается только γ-обмен. Аксиальная часть Z^0 дает несколько отличающуюся форму распределения; это включено в программу, хотя и не приводит к большим отличиям. Угловая ориентация включает полную γ^*/Z^0-интерференцию [Lae80], но основной интерес представляет топология 3-струйных событий [Ell79]. Никакие поправки более высоких порядков не включены. Здесь также рекомендуется использовать опцию фиксированного значения α_s, так как правильный учет поправок недоступен.

6.2 Распады через промежуточные резонансы

Обнаружено большое количество различных возможных каналов распада тяжелого $J^{PC} = 1^-$ с образованием промежуточных резонансов. Специальный интерес представляют распады в три глюона или два глюона и фотон, так как они дают уникальную возможность изучить выборку "чисто глюонных" струй. Для этой цели была создана специальная подпрограмма, написанная в то время, когда ожидалось обнаружение топония при энергиях PETRA. Однако, как теперь известно, масса топония больше 100 ГэВ, и доминируют слабые распады, так что топ-кварк будет слабо распадаться перед образованием связанного состояния – топония, и соответствующая подпрограмма не может использоваться для описания топ-аромата. С другой стороны, связанное состояние чарм-ароматов имеет слишком малую массу и не может быть описано на языке струй. Поэтому единственное применение подпрограммы, вероятно, заключается в описании Υ.

Матричный элемент для $\mathrm{q\overline{q}} \to \mathrm{ggg}$ (в самом низшем порядке) [Kol78]

$$\frac{1}{\sigma_{\mathrm{ggg}}}\frac{d\sigma_{\mathrm{ggg}}}{dx_1\,dx_2} = \frac{1}{\pi^2-9}\left\{\left(\frac{1-x_1}{x_2x_3}\right)^2 + \left(\frac{1-x_2}{x_1x_3}\right)^2 + \left(\frac{1-x_3}{x_1x_2}\right)^2\right\} \; , \tag{6.26}$$

где, как и прежде, $x_i = 2E_i/E_{cm}$ в системе ЦМ события. Это хорошо определенное выражение без особенностей типа встречающихся в $\mathrm{q\overline{q}g}$ матричных элементах. В принципе, здесь вообще не нужно вводить никаких ограничений, хотя по причинам, связанным с упрощением численных вычислений, мы вводим предел y на континуум сгенерированных струй, так что все события, не удовлетворяющие этому пределу, рассматриваются как эффективные gg-события. Для ggg-событий инвариантная масса каждой gg-системы должна быть не меньше 2 ГэВ.

Другой интересный процесс – $\mathrm{q\overline{q}} \to \gamma\mathrm{gg}$, полученный заменой глюона в $\mathrm{q\overline{q}} \to \mathrm{ggg}$ фотоном. Этот процесс имеет такую же нормировку сечения, как и процесс выше, если, например, x_1 относится к фотону. Отношение сечений процессов есть [Kol78]

$$\frac{\sigma_{\gamma\mathrm{gg}}}{\sigma_{\mathrm{ggg}}} = \frac{36}{5}\,\frac{e_{\mathrm{q}}^2\,\alpha_{em}}{\alpha_s(Q^2)}\;. \tag{6.27}$$

Здесь e_{q} – заряд тяжелого кварка, и в качестве масштаба в α_s была выбрана масса промежуточного состояния. Если масса системы отдачи gg меньше некоторого предельного значения (по умолчанию, 2 ГэВ), событие отклоняется.

В представленной реализации угловая ориентация ggg- и γgg-систем дается для события типа $e^+e^- \to \gamma^* \to$ промежуточный резонанс [Kol78] (с возможностью включения эффектов поляризации пучков), т.е. слабые эффекты не включаются, так как они незначительны до 10 ГэВ.

В рамках теории возмущений можно задать эволюцию ливня от любого из двух состояний выше. Однако для Υ фазовое пространство для дополнительной эволюции настолько ограничено, что фактически от такого выбора получается мало толку. Поэтому мы не рекомендуем включать эту опцию. Механизм генерации ливня при запуске от γgg-конфигурации работает так, что энергия фотона не меняется. Это означает, что в настоящее время не имеется никакой возможности использовать ливни, чтобы привести теоретический спектр фотона в лучшее согласие с экспериментальными данными.

На языке струнной фрагментации ggg-состояние соответствует закрытой треугольной струне с тремя глюонами в углах. Поскольку партоны смещаются от общей точки рождения, струнный треугольник растягивается. Так как фотон не принимает участие во фрагментации, γgg-состояние соответствует двойной струне, натянутой между двумя глюонами.

6.3 Подпрограммы и общие блоки переменных

6.3.1 Генерация e^+e^--событий в континууме

Обычно для генерации e^+e^--событий в континууме пользователь обращается только к одной подпрограмме – `LUEEVT`. Другие подпрограммы, описываемые ниже, а также `LUSHOW` (см. раздел 10.4) вызываются из `LUEEVT`.

```
CALL LUEEVT(KFL,ECM)
```

Назначение: генерация полного события $e^+e^- \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q\overline{q}} \to$ партонный ливень $\to$ адроны в соответствии с КХД-сечениями и с учетом эффектов слабого взаимодействия. В качестве альтернативы партонным ливням доступны матричные элементы второго порядка для генерации $\mathrm{q\overline{q}} + \mathrm{q\overline{q}g} + \mathrm{q\overline{q}gg} + \mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$.

`KFL`: ароматы сгенерированных событий.

`= 0`: смесь всех разрешенных ароматов в соответствии с вероятностями рождения этих ароматов.

`= 1 - 8`: первичные кварки имеют только указанный аромат `KFL`.

`ECM`: полная энергия в системе ЦМ.

Замечание: При каждом вызове генерируется одно событие, которое является независимым от предыдущих, за одним исключением. Если включаются радиационные поправки, форма спектра жестких фотонов рассчитывается повторно при каждом вызове `LUXTOT`, что обычно выполняется, только если изменяется `KFL`, `ECM` или `MSTJ(102)`. Скажем, изменение массы Z^0 в середине прогона должно сопровождаться вызовом пользователем программы `LUXTOT` или внутренним вызовом, который можно организовать, например, положив `MSTJ(116) =3`.

`SUBROUTINE LUXTOT(KFL,ECM,XTOT)`: вычисляет полное адронное сечение, включая пороги рождения кварков, слабые и КХД-эффекты, поляризацию пучков и радиационные поправки. В процессе вычисляются и сохраняются переменные, необходимые для обработки излучения жестких фотонов.

`KFL,ECM`: как для `LUEEVT`.

`XTOT`: расчетное полное сечение в нб.

`SUBROUTINE LURADK(ECM,MK,PAK,THEK,PHIK,ALPK)`: генерирует излучение жестких γ в начальном состоянии.

`SUBROUTINE LUXKFL(KFL,ECM,ECMC,KFLC)`: генерирует ароматы первичных кварков в том случае, когда это не определено пользователем.

`SUBROUTINE LUXJET(ECM,NJET,CUT)`: определяет число струй (2, 3 или 4), которые должны быть сгенерированы в пределах кинематически разрешенной области (характеризуемой `CUT`$= y_{cut}$) с использованием подхода матричных элементов. Здесь необходимо следить за тем, чтобы все вероятности лежали между 0 и 1.

`SUBROUTINE LUX3JT(NJET,CUT,KFL,ECM,X1,X2)`: генерирует переменные внутреннего импульса для 3-струйных событий $q\overline{q}g$ в соответствии с матричными элементами КХД первого ии второго порядка.

`SUBROUTINE LUX4JT(NJET,CUT,KFL,ECM,KFLN,X1,X2,X4,X12,X14)`: Генерирует переменные внутреннего импульса для 4-струйных событий $q\overline{q}gg$ или $q\overline{q}q'\overline{q}'$ в соответствии с матричными элементами КХД второго порядка.

`SUBROUTINE LUXDIF(NC,NJET,KFL,ECM,CHI,PHI)`: описывает угловую ориентацию струй. В первом порядке КХД используются полные формулы КЭД или слабых взаимодействий; во втором порядке 3-струйные события считаются имеющими такую же ориентацию, как в первом, и 4-струйные события приближенно описываются как 3-струйные.

6.3.2 Подпрограмма для распадов через резонанс

Подпрограмма `LUONIA` обеспечивает распады тяжелых промежуточных резонансов в три глюона или два глюона и фотон, которые являются доминирующимии нефоновыми распадами Υ.

```
CALL LUONIA(KFL,ECM)
```

Назначение: моделирует процесс $e^+e^- \to \gamma^* \to 1^-$ промежуточный резонанс $\to$ (ggg или $gg\gamma$) $\to$ ливень $\to$ адроны.

`KFL`: аромат кварка, формирующего резонанс.

`= 0`: генерировать только ggg-события.

`= 1 - 8`: генерировать ggg- и ggγ-события в смеси, определяемой квадратами зарядов ароматов `KFL`. Обычно `KFL=` 5 или 6.

`ECM`: полная энергия в системе ЦМ.

6.3.3 Общие блоки переменных

Коды состояний и параметры, используемые в e^+e^--подпрограммах, сохраняются в общем блоке `LUDAT1`. Этот общий блок содержит также более общие коды состояний и параметры, описанные в другом месте.

```
COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
```

Назначение: обеспечивает доступ к ряду кодов состояний и параметров, регулирующих выполнение e^+e^--подпрограмм.

`MSTJ(101)`: (D=5) дает тип КХД-поправок, используемых для событий в континууме.

`= 0`: генерируются только $\mathrm{q\overline{q}}$-события.

`= 1`: генерируются события $\mathrm{q\overline{q}} + \mathrm{q\overline{q}g}$ в соответствии с КХД в первом порядке.

`= 2`: генерируются события $\mathrm{q\overline{q}} + \mathrm{q\overline{q}g} + \mathrm{q\overline{q}gg} + \mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$ в соответствии с КХД во втором порядке.

`= 3`: генерируются события $\mathrm{q\overline{q}} + \mathrm{q\overline{q}g} + \mathrm{q\overline{q}gg} + \mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$, но без поправок второго порядка к доле 3-струйных событий.

`= 5`: включается партонный ливень от пары первичных $\mathrm{q\overline{q}}$, подробнее см. `MSTJ(41) - MSTJ(49)`.

`= -1`: генерируются только $\mathrm{q\overline{q}g}$-события (с использованием матричных элементов как для `=1`). Так как не учитывается изменение состава ароматов из-за массовых ограничений и радиационные поправки, эта опция не предназначена для получения точных количественных значений.

`= -2`: генерируются только события $\mathrm{q\overline{q}gg}$ и $\mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$ (как для `=2`). Предупреждение как для опции `=-1`.

`= -3`: генерируются только $\mathrm{q\overline{q}gg}$-события (как для `=2`). См. предупреждение для `=-1`.

`= -4`: генерируются только $\mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$-события (как для `=2`). См. предупреждение для `=-1`.

Замечание 1: `MSTJ(101)` используется также в `LUONIA`, с

$\leq$ `4`: ggg+γgg-события генерируются в соответствии с матричными элементами самого низшего порядка.

$\geq$ `5`: включается партонный ливень от первичной конфигурации ggg или ggγ, подробнее см. `MSTJ(41) - MSTJ(49)`.

Замечание 2: значения по умолчанию параметров фрагментации были выбраны так, чтобы программа хорошо работала в подходе партонного ливня выше. Если используется любая другая опция или если партонный ливень используется в моде не по умолчанию, может возникнуть необходимость перенастройки параметров фрагментации. В качестве примера заметим, что подход матричного элемента второго порядка (`MSTJ(101)` `=2`) при энергиях PETRA/PEP дает лучшее описание, когда параметры a и b симметричной функции фрагментации имеют значения: $a =$ `PARJ(41)`

`=1`, b = `PARJ(42) =0.7`, и ширина распределения поперечного импульса σ = `PARJ(21) =0.40`. В принципе, также нужно изменить параметр объединения `PARJ(33) =PARJ(35) =1.1`, чтобы сохранить плоское плато по быстроте, но если об этом забыть, то это не приведет к слишком большим отличиям. Для TRISTAN- или LEP-приложений, как ожидается, нужно изменить параметры подхода матричного элемента еще больше, чтобы воспроизвести дополнительные эффекты от мягких глюонов, не охваченные в этом подходе.

`MSTJ(102)`: (D=2) включение слабых эффектов (Z^0-обмен) для рождения ароматов, угловой ориентации, сечений и для излучения фотонов в начальном состоянии в событиях рождения в континууме.

`= 1`: КЭД, то есть не включаются никакие слабые эффекты.

`= 2`: включаются слабые эффекты.

`= 3`: как `=2`, но при инициализации в `LUXTOT` ширина Z^0 рассчитывается для значений $\sin^2\theta_W$, α_{em}, масс кварков и Z^0 (включая пороговые множители топ- и боттом-ароматов для нечетных `MSTJ(103)`), учитывая три полных поколения, и результат сохраняется в `PARJ (124)`.

`MSTJ(103)`: (D=7) массовые эффекты в матричных элементах процессов рождения в континууме, в форме `MSTJ(103)` $= M_1 + 2M_2 + 4M_3$, где $M_i = 0$, если массы не учитываются, и $M_i = 1$, если учитываются.

M_1: пороговый множитель для рождения нового аромата в соответствии с результатами стандартной модели;

M_2: вероятность излучения глюонов (применяется только для |`MSTJ(101)`|$\leq$ 1, иначе никакие массовые эффекты не учитываются);

M_3: угловая ориентация события (применяется только для |`MSTJ(101)`|≤ 1 и `MSTJ(102) =1`, иначе никакие массовые эффекты не учитываются).

`MSTJ(104)`: (D=5) число разрешенных ароматов, то есть ароматов, которые могут рождаться в континууме в случае, когда достаточно энергии. При изменении значения на 6 разрешается рождение топ-аромата выше порога, и т.д. Обратите внимание, что в $q\overline{q}q'\overline{q}'$-событиях во вторичной паре, получающейся при развале глюона, появляются только первые пять ароматов.

`MSTJ(105)`: (D=1) фрагментация и распад прии вызове `LUEEVT` и `LUONIA`.

`= 0`: нет вызова `LUEXEC`, то есть только подход матричного элемента и-или обработка партонного ливня.

`= 1`: осуществляется вызов `LUEXEC` для выполнения фрагментации и цепочки распадов.

`= -1`: нет вызова `LUEXEC`, а также коллапса малых струйных систем в одну или две частицы (в `LUPREP`).

`MSTJ(106)`: (D=1) угловая ориентация в `LUEEVT` и `LUONIA`.

`= 0`: стандартная ориентация событий, то есть q – по оси $+z$ и $\overline{q}$ – по оси $-z$ или в плоскости xz с $p_x > 0$ для событий рождения в континууме, и $g_1g_2g_3$ или γg_2g_3 – в плоскости xz с g_1 или γ – по оси $+z$ для событий рождения промежуточного резонанса.

`= 1`: случайная ориентация в соответствии с матричными элементами.

`MSTJ(107)`: (D=0) радиационные поправки к событиям рождения в континууме.

`= 0`: нет никаких радиационных поправок.

`= 1`: радиационные поправки в начальном состоянии (включая слабые эффекты для `MSTJ(102) = 2` или 3).

`MSTJ(108)`: (D=2) вычисление α_s для альтернативных матричных элементов. Значения `MSTU(111)` и `PARU(112)` автоматически переписываются при вызовах `LUEEVT` и `LUONIA`, соответственно.

`= 0`: фиксированное значение α_s, как дано в `PARU(111)`.

`= 1`: всегда используется формула первого порядка с Λ_{QCD}, заданным в `PARJ(121)`.

`= 2`: используется формула первого или второго порядка, в зависимости от значения `MSTJ(101)`, с Λ_{QCD}, заданным в `PARJ(121)` или `PARJ(122)`.

`MSTJ(109)`: (D=0) дает возможность выбора матричных элементов КХД или некоторых альтернативных моделей. Не используется при эволюции ливня, `MSTJ(101) =5`, когда вместо этой опции можно использовать `MSTJ(49)`.

`= 0`: стандартный сценарий КХД.

`= 1`: модель скалярного глюона. Так как в этом сценарии недоступны никакие поправки второго порядка, эту опцию можно использовать только с `MSTJ(101) = 1` или `-1`. Также обратите внимание, что угловое распределение для события в целом дается только для случая обмена фотоном (то есть не учитываются никакие слабые эффекты), и не включаются никакие поправки к сечению более высоких порядков.

`= 2`: теория векторного абелевского глюона, с цветовыми коэффициентами $C_F = 1$ ($= 4/3$ в КХД), $N_C = 0$ ($= 3$ в КХД) и $T_R = 3n_f$ ($= n_f/2$ в КХД). Если выбрать $\alpha_{Abelian} = (4/3)\alpha_{\mathrm{QCD}}$, сечение 3-струйных событий будет находиться в согласии с предсказанием КХД, и отличия будут только для 4-струйных событий. Опция `MSTJ(109) =2` должна выполняться со значениями по умолчанию `MSTJ(110) =1` и `MSTJ(111) =0`; при необходимости эти переменные будут переписываться в программе.

Предупреждение: поправки второго порядка дают настолько большой отрицательный вклад в сечение 3-струйных событий, что весь сценарий становится сомнительным. Чтобы опции второго порядка работали везде, сечение 3-струйных событий нужно вручную установить в точности равным нулю для `MSTJ(101) =2`. Возможно, здесь лучше использовать опцию `MSTJ(101) =3`, хотя это также не будет последовательной процедурой.

`MSTJ(110)`: (D=1) выбор вкладов второго порядка в долю 3-струйных событий.

`= 1`: GKS матричные элементы второго порядка, то есть старый стандарт JETSET.

`= 2`: параметризация Zhu матричных элементов ERT, основанная на программе Kunszt и Ali, то есть (в исторической последовательности) ERT/Kunszt/Ali/Zhu. Параметризация доступна для $y = 0.01$, 0.02, 0.03, 0.04 и 0.05. Значения вне этого диапазона помещаются на ближайшую границу, а внутри этого диапазона получаются линейной интерполяцией между двумя самыми близкими точками. Так как эта процедура довольно примитивна, рекомендуется работать при одном из значений, определенных выше. Обратите внимание, что для этой опции недоступны никакие параметризации абелевской КХД.

`MSTJ(111)`: (D=0) использование оптимизированной теории возмущений для матричных элементов второго порядка (может использоваться также для матричных элементов первого порядка, но тогда это будет соответствовать тривиальному умножению аргумента α_s).

`= 0`: не используется процедура оптимизации; $Q^2 = E_{cm}^2$.

= 1: оптимизированный масштаб Q^2 выбирается в виде $Q^2 = fE_{cm}^2$, где f =`PARJ(128)` для отношения R в полном сечении и f =`PARJ(129)` для доли 3- и 4-струйных события. Это значение f вводится через α_s и член, пропорциональный $\alpha_s^2 \ln f$. Накладываются некоторые ограничения: оптимизированный таким образом "3-струйный" вклад в R считается положительным (для `PARJ(128)`), полная доля 3-струйных событий не должна быть отрицательной (для `PARJ(129)`), и т.д. Однако не дается никакой гарантии, что дифференциальная доля 3-струйных событий не будет отрицательной (и будет отсекаться в нуле) в некоторой области (это может случиться и для $f = 1$, но такие события достаточно редки). Фактически полученные значения f сохраняются в `PARJ(168)` и `PARJ(169)`, соответственно. Если используется оптимизированный масштаб Q^2, значение Λ_{QCD} (и α_s) также должно быть изменено. Для значения $f = 0.002$ было показано [Bet89], что $\Lambda_{\mathrm{QCD}} = 0.100$ ГэВ дает разумное согласие; для бегущей константы α_s во втором порядке нужно изменить параметр `PARJ(122)`. Обратите внимание, что так как оптимизированный масштаб Q^2 иногда может быть ниже порога рождения чарма, эффективное число ароматов, используемое в α_s, должно быть равным 4. Если все же оказывается, что необходимо использовать 5 ароматов (фактически оба выбора работают одинаково хорошо), нужно положить `MSTU(113) =5`.

`MSTJ(115)`: (D=1) документация событий рождения в континууме или через промежуточный резонанс в порядке увеличения полноты событий.

= 0: сохраняются только партонный ливень, фрагментировавшие партоны и сгенерированная адронная система в общем блоке `LUJETS`.

= 1: также сохраняются излученные фотоны (для событий рождения в континууме).

= 2: также сохраняются первичные e^+e^- (с `K(I,1) =21`).

= 3: также сохраняются обменные γ или γ^*/Z^0 для событий рождения в континууме и промежуточное состояние для рождения резонанса (с `K(I,1) =21`).

`MSTJ(116)`: (D=1) инициализация полного сечения и спектра излученных фотонов при вызове `LUEEVT`.

= 0: нет инициализации; эта опция не может использоваться вместе с радиационными поправками.

= 1: вычисляется при первом вызове или всякий раз, когда изменяются значения `KFL` и `MSTJ(102)` или `ECM` становится больше `PARJ(139)`.

= 2: вычисляется при каждом вызове.

= 3: все вычисляется повторно при следующем вызове, но `MSTJ(116)` впоследствии автоматически полагается `=1` для использования в последующих вызовах.

`MSTJ(119)`: (I) проверяет необходимость повторной инициализации `LUXTOT`.

`MSTJ(120)`: (R) тип события рождения в континууме, сгенерированного с опцией матричного элемента (для ливня результат всегда как для `=1`).

= 1: $\mathrm{q\overline{q}}$.

= 2: $\mathrm{q\overline{q}g}$.

= 3: $\mathrm{q\overline{q}gg}$ от абелевских (КЭД-подобных) графов в матричном элементе.

= 4: $\mathrm{q\overline{q}gg}$ от неабелевских (то есть содержащих трехглюонное взаимодействие) графов в матричном элементе.

`= 5` : $q\overline{q}q'\overline{q}'$.

`MSTJ(121)` : (R) флаг, устанавливаемый, если при последнем вызове `LUX3JT` получилось отрицательная величина для дифференциального сечения. События при этом продолжают генерироваться, но, возможно, не в соответствии с желаемым распределением (отношение сечений полагается равным нулю в областях отрицательных сечений, и дифференциальная доля в областях положительных сечений вычисляется повторно, чтобы получить "правильную" полную долю 3-струйных событий).

`PARJ(121)` : (D=1.5 ГэВ) значение Λ, используемое при вычислении α_s в первом порядке для альтернативного матричного элемента.

`PARJ(122)` : (D=0.5 ГэВ) значение Λ, используемое при вычислении α_s во втором порядке для альтернативного матричного элемента.

`PARJ(123)` : (D=91.2 ГэВ) масса Z^0, используемая в пропагаторах в случае учета слабых эффектов.

`PARJ(124)` : (D=2.4 ГэВ) ширина Z^0, используемая в пропагаторах в случае учета слабых эффектов. Значение перезаписывается при инициализации, если `MSTJ(102) =3`.

`PARJ(125)` : (D=0.02) y_{cut}, минимальное значение квадрата масштабированной инвариантной массы любых двух партонов в 3- или 4-струйном событии; основное задаваемое пользователем ограничение на матричный элемент. `PARJ(126)` обеспечивает дополнительное ограничение. Для каждого нового события дополнительно проверяется, что сумма полных долей 3- и 4-струйных событий не превышает единицу; если это не так, то эффективный предел y будет динамически увеличиваться. Фактические значения предела y сохраняются в `PARJ(150)`, событие за событием.

`PARJ(126)` : (D=2. ГэВ) минимальная инвариантная масса любых двух партонов в 3- или 4-струйных событиях; дополнительное ограничение к пределу выше. Используется главным образом в тех случаях, когда излучение фотона существенно понижает энергию в адронной системе ЦМ.

`PARJ(127)` : (D=1. ГэВ) используется как "запас прочности" для малых синглетных по цвету струйных систем, см. `PARJ (32)`, особенно для массы $q\overline{q}'$ в $q\overline{q}q'\overline{q}'$-событиях и массы gg в γgg-событиях с рождением промежуточного резонанса.

`PARJ(128)` : (D=0.25) оптимизированный масштаб Q^2 для КХД-отношения R для опции `MSTJ(111) =1` дается формулой $Q^2 = fE_{cm}^2$, где f = `PARJ(128)`. По различным причинам фактически используемое значение f может быть больше номинального; в то время как `PARJ(128)` дает номинальное значение, `PARJ(168)` дает фактическое для текущего события.

`PARJ(129)` : (D=0.002) оптимизированный масштаб Q^2 для долей 3- и 4-струйных событий для опции `MSTJ(111) =1` дается формулой $Q^2 = fE_{cm}^2$, где f = `PARJ(129)`. По различным причинам фактически используемое значение f может быть больше номинального; в то время как `PARJ(129)` дает номинальное значение, `PARJ(169)` дает фактическое для текущего события. Значение по умолчанию задано в соответствии с предложенным Bethke [Bet89].

`PARJ(131)`,`PARJ(132)` : (D=2*0.) продольные поляризации P_L^+ и P_L^- входящих пучков e^+ и e^-.

`PARJ(133)` : (D=0.) поперечная поляризация $P_T = \sqrt{P_T^+ P_T^-}$, с P_T^+ и P_T^- – поперечными поляризациями входящих пучков e^+ и e^-.

`PARJ(134)` : (D=0.) среднее направление поперечной поляризации входящих e^+ и e^-, $\Delta\varphi = (\varphi^+ + \varphi^-)/2$, где φ – азимутальный угол поляризации, приводящей к сдвигу на $\Delta\varphi$ распределений струй по φ.

`PARJ(135)`: (D=0.01) минимальная доля энергии пучка, приходящаяся на фотон при излучении в начальном состоянии; обычно никогда не меняется (если это значение уменьшить слишком сильно, доля событий, содержащих излученный фотон, будет больше единицы, что приведет к проблемам).

`PARJ(136)`: (D=0.99) максимальная доля энергии фотона при излучении в начальном состоянии; может быть изменена при необходимости учесть фактические условия триггера для детектора (но значение всегда должно быть больше `PARJ(135)`).

`PARJ(139)`: (D=0.2 ГэВ) максимальное отклонение E_{cm} от соответствующего значения при последнем вызове `LUXTOT`, выше которого осуществляется новый вызов, если `MSTJ(116) =1`.

`PARJ(141)`: (R) значение R, т.е. отношение сечения событий континуума к сечению рождения мюонных пар в самом низшем порядке, как дается безмассовой КЭД (умноженная на три сумма квадратов зарядов активных кварков, возможно, модифицированная при учете поляризации).

`PARJ(142)`: (R) значение R с учетом эффектов от масс кварков (для `MSTJ(102) =1`) и-или эффектов от слабых пропагаторов (для `MSTJ(102) =2`).

`PARJ(143)`: (R) значение R как для `PARJ(142)`, но включая КХД-поправки для `MSTJ(101)`.

`PARJ(144)`: (R) значение R как для `PARJ(143)`, но дополнительно включая поправки от излучения фотонов в начальном состоянии (если `MSTJ(107) =1`). Так как пороговые эффекты для тяжелых ароматов дают неинтегрируемые аналитически вклады, начальное значение `PARJ(144)` обновляется в течение прогона для улучшения точности вычислений.

`PARJ(145) - PARJ(148)`: (R) абсолютные величины сечений в нб для `PARJ(141) -- PARJ(144)` выше.

`PARJ(150)`: (R) текущее значение эффективного предела для матричного элемента y_{cut}, как дается в `PARJ(125)`,`PARJ(126)` с учетом требования неотрицательных сечений для 2-, 3- и 4-струйных событий. Не используется в партонных ливнях.

`PARJ(151)`: (R) значение `ECM` энергии в системе ЦМ при последнем вызове `LUXTOT`.

`PARJ(152)`: (R) текущий вклад первого порядка в долю 3-струйных событий; изменяется при учете массовых поправок. Не используется в партонных ливнях.

`PARJ(153)`: (R) текущий вклад второго порядка в долю 3-струйных событий; изменяется при учете массовых поправок. Не используется в партонных ливнях.

`PARJ(154)`: (R) текущий вклад второго порядка в долю 4-струйных событий; изменяется при учете массовых поправок. Не используется в партонных ливнях.

`PARJ(155)`: (R) текущая доля 4-струйных событий, относящаяся только к $\mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$-событиям (а не к $\mathrm{q\overline{q}gg}$); изменяется при учете массовых поправок. Не используется в партонных ливнях.

`PARJ(156)`: (R) имеет две функции при использовании КХД во втором порядке. Для 3-струйных событий дает отношение сечения во втором порядке к полному сечению 3-струйных событий в данной кинематической точке. Для 4-струйных событий дает отношение модифицированного сечения 4-струйных событий, полученного в пренебрежении интерференционными членами, для которых цветовой поток плохо определен, к полному немодифицированному, где оба сечения вычислены в данной кинематической точке. Не используется в партонных ливнях.

`PARJ(157) - PARJ(159)`: (I) используются при вычислении сечений для того, чтобы включить массовые пороговые эффекты в сечение излученного фотона. Сохраняются базовое сечение, число сгенерированных событий и число событий, для которых не использовались ограничения.

`PARJ(160)`: (R) номинальная доля событий, которые должны содержать излученный фотон.

`PARJ(161) - PARJ(164)`: (I) дают форму спектра излученных фотонов, включая слабые эффекты.

`PARJ(168)`: (R) фактическое значение f для текущего события в оптимизированной теории возмущений для R; см. `MSTJ(111)` и `PARJ(128)`.

`PARJ(169)`: (R) фактическое значение f для текущего события в оптимизированной теории возмущений для долей 3- и 4-струйных событий; см. `MSTJ(111)` и `PARJ(129)`.

`PARJ(171)`: (R) доля сечения, соответствующая вкладу от аксиального взаимодействия пары кварков с промежуточным γ^*/Z^0; необходима для матричного элемента 3-струйных событий в модели абелевского глюона.

6.4 Примеры

Обычное событие e^+e^--аннигиляции в континууме с энергией 40 ГэВ в системе ЦМ может быть получено при вызове

```
      CALL LUEEVT(0,40.)
```

При этом генерируется $q\overline{q}$-событие с учетом слабых эффектов, сопровождаемое развитием партонного ливня и обработкой фрагментации/распадов. Однако перед вызовом `LUEEVT` можно изменить ряд значений по умолчанию, например, `MSTJ(101) =2` – чтобы использовать матричные элементы второго порядка КХД, представляющие смесь событий $q\overline{q}$, $q\overline{q}g$, $q\overline{q}gg$ и $q\overline{q}q'\overline{q}'$, `MSTJ(102) =1` – чтобы учитывать только КЭД-эффекты, `MSTJ(104) =6` – чтобы разрешить также генерацию $t\overline{t}$, `MSTJ(107) =1` – чтобы включить излучение фотона в начальном состоянии (с обработкой Z^0-полюса), `PARJ(123) =92.0` – чтобы изменить массу Z^0, `PARJ(81) =0.3` – чтобы изменить значение Λ для партонного ливня или `PARJ(82) =1.5` – чтобы изменить ограничения на партонный ливень. Если учитывается излучение фотона в начальном состоянии, некоторые ограничения применяются для того, чтобы обеспечить генерацию событий при разных энергиях, для разных значений массы Z^0 и т.д. Эти ограничения вводятся по причинам, связанным не с эффективностью счета (дополнительное время, нужное для повторных вычислений констант при каждом вызове, мало), а с вычислением сечений (см. `PARJ(144)`).

Большинство параметров могут быть изменены независимо друг от друга. Однако если изменить только один или несколько параметров/ключей, то не стоит удивляться, когда согласие с экспериментальными данными получится плохим, например, средняя адронная множественность будет слишком низкой или слишком высокой. Поэтому обычно необходимо перенастроить один параметр, связанный с описанием перенормируемой КХД типа α_s или Λ, один из двух параметров a и b лундовской симметричной функции фрагментации (так как они сильно скоррелированы, зачастую нет необходимости перенастраивать их оба) и средний поперечный импульс фрагментации – см., например, Замечание 2 в описании `MSTJ(101)`. В случае детальных исследований может понадобиться перенастройка даже большего числа параметров.

Трехглюонный и глюон-глюон-фотонный распады Υ могут моделироваться при вызове

```
CALL LUONIA(5,9.46)
```

К сожалению, для реальных значений массовых пределов топ-аромата эта подпрограмма не представляет интереса при изучении топония (будут доминировать слабые распады).

Типичная программа для анализа событий e^+e^--аннигиляции при энергии 100 ГэВ может выглядеть следующим образом:

```
    COMMON/LUJETS/N,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
    COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
    COMMON/LUDAT2/KCHG(500,3),PMAS(500,4),PARF(2000,VCKM(4,4)
    COMMON/LUDAT3/MDCY(500,3),MDME(2000,2),BRAT(2000,KFDP(2000,5)
    MDCY(LUCOMP(111),1) =0         ! Условие стабильности pi0
    MSTJ(104) =6                   ! Разрешение генерации топ-аромата
    PMAS(6,1) =48.                 ! Изменение значения массы топ
    MSTJ(107) =1                   ! Включение излучения в начальном
                                     состоянии
    PARU(41) =1.                   ! Выбор линейной зависимости для
                                     сферичности
    .....                          ! Другие желаемые изменения
    .....                          ! Инициализация анализа статистики
    DO 100 IEVENT=1,1000           ! Цикл по событиям
    CALL LUEEVT(0,100.)            ! Генерировать новое событие
    IF(IEVENT.EQ.1) CALL LULIST(2) ! Распечатать первое событие
    CALL LUTABU(11)                ! Сохранить состав частиц
                                   ! Статистика
    CALL LUEDIT(2)                 ! Убрать распадающиеся частицы
    CALL LUSPHE(SPH,APL)           ! Анализ линейной сферичности
    IF(SPH.LT.0.) GOTO 100         ! Слишком много частиц в событии для
                                   ! успешной работы LUSPHE (редко)
    CALL LUEDIT(31)                ! Ориентация события вдоль оси выше
    IF(IEVENT.EQ.1) CALL LULIST(2) ! Печать первого обработанного события
    .....                          ! Заполнение статистики
    CALL LUTHRU(THR,OBL)           ! Анализ траста
    .....                          ! Дальнейший анализ статистики
100 CONTINUE                       !
    CALL LUTABU(12)                ! Печать состава частиц
                                   ! Статистика
    .....                          ! Печать анализа статистики
    END
```

Глава 7

Генерация процессов в PYTHIA

О жестких процессах в Pythia и способе, которым они генерируются, можно сказать многое. Поэтому материал был распределен на три главы. В данной главе представлена философия, лежащая в основе схемы генерации события. Приводится обобщенное описание, содержащее, однако, некоторое количество специальных случаев. В следующей главе перечисляются существующие процессы, с некоторыми комментариями относительно прикладных программ и ограничений. Наконец, в третьей главе описываются программы генерации и ключи общего блока.

Глава начинается с обзора структурных функций, сопровождаемого детализированным описанием схемы генерации простых $2 \to 2$ и $2 \to 1$ жестких процессов, включая пары резонансов. Далее следуют некоторые комментарии относительно более сложных конфигураций.

7.1 Структурные функции

Структурные функции $f_i^a(x, Q^2)$ параметризуют вероятность обнаружения партона i с долей энергии пучка x, когда пучковая частица a жестко рассеивается с виртуальностью Q^2. Обычно используется взвешенная с импульсом комбинация $xf_i^a(x, Q^2)$, для которой обычно берется условие нормировки $\sum_i \int_0^1 dx\, xf_i^a(x, Q^2) \equiv 1$. Q^2-зависимость структурных функций вычисляется по теории возмущений, см. параграф 10.3.1.

Структурные функции в Pythia присутствуют во множестве форм, как описано ниже.

7.1.1 Барионы

Для протонов существует большое количество наборов структурных функций. Они получены фитированием экспериментальных данных с учетом условия, что Q^2-зависимость соответствует стандартным уравнениям эволюции КХД. По умолчанию в Pythia включается набор EHLQ 1, который на сегодняшний день несколько устарел, но все еще прекрасно работает в тех случаях, когда не требуется высокой точности. Кроме этого, существует девять других наборов. Полный список приводится ниже:

- наборы EHLQ 1 и 2 [Eic84].
- наборы DO 1 и 2 [Duk82].
- Четыре набора MT [Mor91]. Они отвечают наборам 1 - 4 в ранней версии; MT2 соответствует S1 опубликованного ранее описания, MT3 – B2, MT4 – E, а MT1 не включался в предыдущую версию.
- наборы GRV LO и HO [Glü90].

Из этих наборов EHLQ, DO и GRV LO – структурные функции в главном порядке разложения по теории возмущений КХД, в то время как MT и GRV HO отвечают NLO $\overline{\text{MS}}$-схеме (в следующем за главном порядке). Так как в программу включаются матричные элементы только в борновском приближении, нет никаких причин использовать структурные функции более высоких порядков — возникающая в результате комбинация в любом случае будет вычисляться с точностью до главного порядка. (На самом деле некоторые поправки высших порядков включаются при использовании механизма партонных ливней, но не существует никакого точного соответствия.)

В оборот все время вводятся новые наборы структурных функций. Нашей основной задачей является обеспечение возможности доступа (интерфейса) к этим новым данным. Поэтому PYTHIA дает доступ к двум внешним библиотекам структурных функций, PDFLIB [Plo91] и PAKPDF [Cha92]. Первая из этих библиотек представляет собой настоящую энциклопедию практически всех структурных функций протонов, предложенных с начала 70-х годов, а вторая библиотека содержит выборку наиболее удачных структурных функций из "полного набора". Так как интерфейсы включены в число стандартных поставляемых кодов, некоторые вызовы программ PDFLIB и PAKPDF будут прокомментированы ниже, во избежание проблем с неопределенными внешними ссылками, если эти библиотеки не были слинкованы. Также необходимо обращать внимание на то, что в PYTHIA не проверяются результаты, полученные при вызове внешней библиотеки, но предполагается, что даже разумные ответы будут отклоняться, если они будут находиться за пределами номинального диапазона значений (x, Q^2) для данного набора. Только наборы, приходящие непосредственно с PYTHIA, будут соответствующим образом изменяться для получения приемлемых ответов за пределами их номинальной области значений.

Структурные функции нейтронов получаются из протонных обращением изоспина, то есть $f_u^n = f_d^p$ и $f_d^n = f_u^p$.

Программа работает и с входящими пучками ряда гиперонов: Λ^0, $\Sigma^{-,0,+}$, $\Xi^{-,0}$ и Ω^-. Здесь, по существу, нет никакой экспериментальной информации. Эта воображаемая ситуация может быть использована при создании моделей, в которых валентные s-кварки обнаруживаются при больших средних значениях x, чем валентные u- и d-кварки, из-за большей массы s-кварка. Однако гиперонные пучки являются малоиспользуемой частью программы, включенной только для некоторых специфических исследований. Поэтому принимается простой подход, в котором усредненная структурная функция валентного кварка имеет вид $f_{val} = (f_{u,val}^p + f_{d,val}^p)/3$, и в соответствии с ней распределяются все валентные кварки в гипероне. Структурные функции морских кварков и глюонов принимаются такими же, как в протоне. В этой процедуре может использоваться любой набор протонных структурных функций.

7.1.2 Мезоны и фотоны

Данных для структурных функций мезонов недостаточно, так что существует весьма небольшое количество различных наборов, и только для $\pi^{\pm}$. В PYTHIA содержатся наборы структурных функций Оуэнса 1 и 2 [Owe84], которые в течение длительного времени были по существу единственными в обращении. Первый из них включается в PYTHIA по умолчанию. В последнее время появилось большее количество новых наборов. Они содержатся в PDFLIB и, следовательно, могут использоваться в PYTHIA так же, как описано выше для протонов.

Наборы структурных функций для фотонов были получены по аналогии с адронами; дополнительное усложнение проистекает из необходимости вручную устанавливать соответствие между моделью векторной доминантности и требованием перенормируемости непротиворечивым образом. В PYTHIA содержится набор структурных функций Drees-Grassie [Dre85], который включается по умолчанию. Кроме того, имеется доступ к библиотекам PDFLIB[Plo91] и PHOPDF [Cha91]. Вызовы PHOPDF прокомментированы в программном файле, подобно случаю вызова библиотек PAKPDF и PDFLIB для получения структурных функций протона.

7.1.3 Лептоны

В отличие от случая адронов, нет никакой необходимости вводить концепцию структурной функции для лептонов. Лептон может рассматриваться как точечно-подобная частица, а излучение в начальном состоянии может быть введено "вручную" при помощи матричных элементов более высоких порядков. Однако подход структурных функций дает несколько упрощенное, но очень экономичное описание эффектов излучения в начальном состоянии для любого жесткого процесса, в том числе и для такого, для которого поправки высших порядков не вычисляются.

В PYTHIA представлены структурные функции для электронов, но не для мюонов, то есть в настоящее время $f_\mu^\mu(x, Q^2) = \delta(x-1)$. Для электрона также вполне можно использовать простой подход "бесструктурного" e, т.е. положить $f_e^e(x, Q^2) = \delta(x-1)$, где e несет полный первоначальный импульс.

Электронные структурные функции полностью вычисляются из первых принципов, но могут использоваться различные степени приближения. Формулы для структурных функций в PYTHIA базируются на описании, содержащем второй порядок малости в экспоненциальном разложении, см. [Kle89]. Приблизительное поведение структурной функции дается

$$\begin{aligned} F_e^e(x, Q^2) &\approx \frac{\beta}{2}(1-x)^{\beta/2-1} \; ; \\ \beta &= \frac{2\alpha_{em}}{\pi}\left(\ln\frac{Q^2}{m_e^2} - 1\right) \; . \end{aligned} \tag{7.1}$$

Эта форма – расходящаяся, но интегрируемая при $x \to 1$, то есть для электрона, сохраняющего большую часть энергии. При численных расчетах для x, очень близких к единице, структурная функция вручную обнуляется для $x > 0.999999$, и ее значение в этой области прибавляется к значению в области $0.9999 < x < 0.999999$, так что полная площадь под кривой сохраняется:

$$\left(f_e^e(x, Q^2)\right)_{mod} = \begin{cases} f_e^e(x, Q^2) & 0 \le x \le 0.9999 \\ \dfrac{100^{\beta/2}}{100^{\beta/2}-1}\, f_e^e(x, Q^2) & 0.9999 < x \le 0.999999 \\ 0 & x > 0.999999 \; . \end{cases} \tag{7.2}$$

Переходы $e \to e\gamma$, которые ответственны за смягчение структурной функции f_e^e, также дают увеличение потока фотонов. В жестких процессах, порождающих фотоны, структурная функция f_γ^e может использоваться для описания потока эквивалентных фотонов. Формула, используемая в программе, является простым выражением первого порядка. Существует неоднозначность в выборе масштаба Q^2, выше которого должно включаться излучение. Инвариантная форма (по умолчанию) есть

$$f_\gamma^e(x, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\,\frac{1+(1-x)^2}{x}\,\ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) \; . \tag{7.3}$$

Здесь принимается, что все определяется одним параметром, а именно масштабом жесткого взаимодействия, и что масштаб перехода $e \to e\gamma$ ограничивается, как указано выше, масштабом жесткого взаимодействия. Для чистого КХД- или КЭД-ливня это – действительно точное соответствие, см. параграф 10.1.3, но в других случаях этот выбор может не являться оптимальным. В частности, для фоторождения наилучшим выбором может быть альтернативная форма [Ali88]:

$$f_\gamma^e(x, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \frac{1 + (1-x)^2}{x} \ln\left(\frac{Q^2_{max}(1-x)}{m_e^2\, x^2}\right) . \tag{7.4}$$

Здесь Q^2_{max} есть определяемое пользователем ограничение для кинематического диапазона рассеянного электрона, который считается полученным в процессе фоторождения. Обратите внимание, что мы теперь имеем дело с двумя различными масштабами Q^2, один из которых связан с самим жестким подпроцессом и появляется как параметр структурной функции, а другой связан с рассеянием электрона и фигурирует в Q^2_{max}.

В случае структурных взаимодействий типа фоторождения или $\gamma\gamma$-взаимодействия нужно включать структурные функции для кварков и глюонов, содержащихся внутри структурного электрона. Не существует никаких опубликованных работ по наборам структурных функций, где результаты прямо обеспечиваются в терминах структурных функций кварков и глюонов в электроне. Поэтому в программе $f^e_{q,g}$ получены численной сверткой в соответствии с

$$f^e_{q,g}(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dx_\gamma}{x_\gamma}\, f^e_\gamma(x_\gamma, Q^2)\, f^\gamma_{q,g}\left(\frac{x}{x_\gamma}, Q^2\right) , \tag{7.5}$$

с f^e_γ вида как обсуждалось выше. Необходимость выполнять численную свертку делает эту оценку структурной функции более медленной по сравнению с другими; следовательно, ее нужно включать только для исследований, связанных со структурным фоторождением.

Можно получить структурную функцию позитрона внутри электрона, которая также является и структурной функцией морского электрона, сверткой двух переходов $e \to e\gamma$ и $\gamma \to e^+e^-$; результат есть [Che75]

$$f^{e^-}_{e^+}(x, Q^2) = \frac{1}{2}\left\{\frac{\alpha_{em}}{2\pi}\left(\ln\frac{Q^2}{m_e^2} - 1\right)\right\}^2 \frac{1}{x}\left(\frac{4}{3} - x^2 - \frac{4}{3}x^3 + 2x(1+x)\ln x\right) . \tag{7.6}$$

Наконец, программа также содержит структурную функцию поперечного W^- внутри электрона

$$f^e_W(x, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\frac{1}{4\sin^2\theta_W}\frac{1+(1-x)^2}{x}\ln\left(1 + \frac{Q^2}{m_W^2}\right) . \tag{7.7}$$

7.2 Кинематика и сечения взаимодействия для $2 \to 2$ процессов

В этом разделе мы начинаем описание процесса вычисления сечений с учетом кинематических ограничений. Для примера рассмотрим случай $2 \to 2$ процесса и будем считать, что частицы в конечном состоянии безмассовые. Позже мы расширим рассмотрение на конечные фиксированные массы и на резонансы.

Рассмотрим две входящие пучковые частицы в системе ЦМ, каждая с энергией E_{beam}. Тогда квадрат полной энергии в системе ЦМ есть $s = 4E_{beam}^2$. Каждый из двух партонов, участвующих в жестком взаимодействии, несет не полный импульс пучка, а долю импульса x_1 и x_2, соответственно, то есть они имеют четырехимпульсы:

$$\begin{aligned} p_1 &= E_{beam}(x_1; 0, 0, x_1) \ , \\ p_2 &= E_{beam}(x_2; 0, 0, -x_2) \ . \end{aligned} \tag{7.8}$$

Нет никаких причин помещать входящие партоны на массовую поверхность, то есть задавать времениподобные входящие четырехвекторы, так как партоны внутри частицы всегда виртуальны и, таким образом, пространственноподобны. Эти пространственноподобные виртуальности вводятся как часть описания партонного ливня в начальном состоянии, см. параграф 10.3.3, но не влияют на формализм этого раздела. Единственный пример ситуации, где нужно помещать партон на массовую поверхность, это входящий пучок лептонов, но даже и в этом случае безмассовое кинематическое описание будет адекватным, пока энергия в системе ЦМ правильно вычисляется с учетом масс.

Инвариантное значение квадрата массы двух партонов определяется как

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 = x_1\, x_2\, s \ . \tag{7.9}$$

Вместо x_1 и x_2 часто используют τ и либо y, либо x_F:

$$\tau = x_2 x_1 = \frac{\hat{s}}{s} \ ; \tag{7.10}$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2} \ ; \tag{7.11}$$

$$x_F = x_1 - x_2 \ . \tag{7.12}$$

Кроме x_1 и x_2, нужны еще две переменные для описания кинематики рассеяния $1 + 2 \to 3 + 4$. Одной из этих переменных является азимутальный угол φ рассеяния в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Распределение по этому углу всегда изотропно для неполяризованного входящего пучка частиц и не будет рассматриваться в дальнейшем. Другая переменная может выбираться как $\hat{\theta}$, полярный угол частицы 3 в системе ЦМ жесткого рассеяния. Традиционно используется переменная

$$\hat{t} = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 = -\frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos\hat{\theta}) \ , \tag{7.13}$$

с $\hat{\theta}$, определенным выше. Впоследствии мы будем использовать и $\hat{t}$, и $\hat{\theta}$. Также обычно определяют $\hat{u}$,

$$\hat{u} = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 = -\frac{\hat{s}}{2}(1 + \cos\hat{\theta}) \ , \tag{7.14}$$

но $\hat{u}$ не является независимой переменной, так как

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0 \ . \tag{7.15}$$

Если две выходящие частицы имеют массы m_3 и m_4 соответственно, то четырехимпульсы в системе ЦМ жесткого взаимодействия даются

$$\hat{p}_{3,4} = \left(\frac{\hat{s} \pm (m_3^2 - m_4^2)}{2\sqrt{\hat{s}}} \pm \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \beta_{34} \sin\hat{\theta}, 0, \pm\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \beta_{34} \cos\hat{\theta} \right) \ , \tag{7.16}$$

где

$$\beta_{34} = \sqrt{\left(1 - \frac{m_3^2}{\hat{s}} - \frac{m_4^2}{\hat{s}}\right)^2 - 4\,\frac{m_3^2}{\hat{s}}\,\frac{m_4^2}{\hat{s}}}\ . \tag{7.17}$$

Тогда $\hat{t}$ и $\hat{u}$ заменяются на

$$\hat{t}, \hat{u} = -\frac{1}{2}\left\{(\hat{s} - m_3^2 - m_4^2) \mp \hat{s}\,\beta_{34}\cos\hat{\theta}\right\}\ , \tag{7.18}$$

с

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m_3^2 + m_4^2\ . \tag{7.19}$$

Сечение взаимодействия для процесса $1 + 2 \to 3 + 4$ может записываться как

$$\begin{aligned}\sigma &= \int\int\int dx_1\,dx_2\,d\hat{t}\,f_1(x_1,Q^2)\,f_2(x_2,Q^2)\,\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \\ &= \int\int\int \frac{d\tau}{\tau}\,dy\,d\hat{t}\,f_1x_1(x_1,Q^2)\,f_2x_2(x_2,Q^2)\,\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\ .\end{aligned} \tag{7.20}$$

Выбор масштаба Q^2 неоднозначен, и в программе дано несколько вариантов. Для безмассовых выходящих частиц по умолчанию квадрат поперечного импульса

$$Q^2 = \hat{p}_\perp^2 = \frac{\hat{s}}{4}\sin^2\hat{\theta} = \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}}\ , \tag{7.21}$$

изменяется на

$$Q^2 = \frac{1}{2}(m_{\perp 3}^2 + m_{\perp 4}^2) = \frac{1}{2}(m_3^2 + m_4^2) + \hat{p}_\perp^2 = \frac{1}{2}(m_3^2 + m_4^2) + \frac{\hat{t}\hat{u} - {m_4^2}^2}{m \quad {}_3}\hat{s}\ , \tag{7.22}$$

когда вводятся массы. Массовый член выбирается так, что для $m_3 = m_4 = m$ выражение редуцируется до квадрата поперечной массы, $Q^2 = \hat{m}_\perp^2 = m^2 + \hat{p}_\perp^2$.

$d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ есть дифференциальное сечение рассеяния как функция кинематических переменных $\hat{s}$, $\hat{t}$ и $\hat{u}$.

Эффективность работы ускорителя измеряется в терминах светимости $\mathcal{L}$, которая прямо пропорциональна числу частиц в каждом банче и частоте пересечения банчей и обратно пропорциональна величине площади банчей в точке столкновения. Для процесса с σ, данном в уравнении (7.20), дифференциальная скорость события дается $\sigma\mathcal{L}$, и число событий, собранных за данный период времени, есть

$$N = \sigma\int\mathcal{L}\,dt\ . \tag{7.23}$$

Программа вычисляет не число событий, а только интегральные сечения взаимодействия.

7.3 Рождение резонансов

Самый простой способ получения резонанса – это использование $2 \to 1$ процесса. Если распад резонанса не рассматривается, то формула для сечения рождения резонанса не зависит от $\hat{t}$ и имеет вид

$$\sigma = \int\int \frac{d\tau}{\tau}\,dy\,f_1x_1(x_1,Q^2)\,f_2x_2(x_2,Q^2)\,\hat{\sigma}(\hat{s})\ . \tag{7.24}$$

Здесь физика содержится в сечении $\hat{\sigma}(\hat{s})$. Масштаб Q^2 обычно принимается равным $Q^2 = \hat{s}$.

В публикуемых работах сечения часто даются в приближении нулевой ширины, то есть $\hat{\sigma}(\hat{s}) \propto \delta(\hat{s} - m_R^2)$, где m_R – масса резонанса. Если ввести масштаб массы $\tau_R = m_R^2/s$, это будет соответствовать дельта-функции $\delta(\tau - \tau_R)$, которая может использоваться для взятия интеграла по τ.

Однако обычно делается другая вещь – δ-функция заменяется соответствующим брейт-вигнеровским распределением. Для резонанса с шириной Γ_R это достигается заменой

$$\delta(\tau - \tau_R) \to \frac{s}{\pi} \frac{m_R \Gamma_R}{(s\tau - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \ . \tag{7.25}$$

В этой формуле ширина резонанса Γ_R есть константа.

Улучшенное описание формы резонанса получается, если сделать ширину зависящей от $\hat{s}$ (иногда также вводится зависимость ширины и от массы, так как $\hat{s}$ не всегда дает массу резонанса), см., например, [Ber89]. В первом приближении, это значит, что выражение $\Gamma_R m_R$ должно заменяться на $\hat{s}\Gamma_R/m_R$. Для лучшей точности в программу вводится величина $H_R(\hat{s})$, и брейт-вигнеровское распределение записывается как

$$\delta(\tau - \tau_R) \to \frac{s}{\pi} \frac{H_R(s\tau)}{(s\tau - m_R^2)^2 + H_R^2(s\tau)} \ . \tag{7.26}$$

Фактор H_R вычисляется как сумма по всем возможным каналам конечных состояний, $H_R = \sum_f H_R^{(f)}$. Каждый канал распада может иметь собственную $\hat{s}$-зависимость, следующим образом.

Распад на пару фермионов, $R \to f\bar{f}$, не дает никакого вклада ниже порога рождения этой пары, то есть для $\hat{s} < 4m_f^2$. Выше порога $H_R^{(f)}$ пропорционален $\hat{s}$, умноженному на пороговый множитель $\beta(3 - \beta^2)/2$ в случае векторного резонанса со спином 1, β^3 – для аксиального векторного резонанса, и β^3 – для резонанса с нулевым спином. Здесь $\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/\hat{s}}$. Для распада на неравные массы, например, для распада W^+ используются соответствующие, но более сложные выражения.

Для распада на пару кварков в $H_R^{(f)}$ включается универсальная поправка первого порядка на сильное взаимодействие в виде сомножителя $1 + \alpha_s(\hat{s})/\pi$. Поправки второго порядка часто известны, но они имеют специфический вид для каждого резонанса и поэтому не включаются. Существует опция для $\gamma/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$-резонансов, где пороговые эффекты, обусловленные образованием связанного состояния $q\bar{q}$, принимаются во внимание неявно, в смысле среднего, см. уравнение (8.7).

Для других каналов распада (не в пары фермионов) $\hat{s}$-зависимость обычно более сложная. Например, распад $H^0 \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ имеет парциальную ширину, пропорциональную $\hat{s}^2$, с пороговым фактором β^3. Так как хиггсы с $m_{\mathrm{H}} < 2m_{\mathrm{W}}$ все еще могут распадаться по этому каналу, фактически для получения правильного результата необходимо выполнить двумерное интегрирование по $W^\pm$ брейт-вигнеровским массовым распределениям (и это должно быть выполнено в численном виде, по крайней мере, частично). К счастью, хиггсы легче $2m_{\mathrm{W}}$ достаточно узки, так что интеграл должен вычисляться только "один раз и навсегда" при инициализации (тогда как большинство других парциальных ширин должны вычисляться заново всякий раз, когда это необходимо). Каналы, которые содержат петли в диаграммах, типа $\mathrm{H} \to gg$, также дают сложное пороговое поведение.

Выражение для константы взаимодействия в электрослабом секторе обычно переписывается в терминах масс калибровочных бозонов, α_{em} и $\sin^2\theta_W$, то есть множители G_F заменяются согласно

$$\sqrt{2} G_F = \frac{\pi \, \alpha_{em}}{\sin^2\theta_W \, m_{\mathrm{W}}^2} \ . \tag{7.27}$$

Если так записать, то можно вычислить поправки к α_{em} [Kle89] и и соотнести их величину с масштабом $\hat{s}$. Таким образом, соответствующие коэффициенты поправок от петель электрослабого взаимодействия разлагаются по параметру $m_{\rm W}/m_{\rm Z}$. В настоящее время отсутствует возможность вычисления поправок к $\sin^2\theta_W$. Для хиггсов константы связи с фермионами пропорциональны массам фермионов; эти массы также соотнесены с масштабом $\hat{s}$.

В заключение заметим, что $\hat{s}$-зависимость может вводиться в выражения для $H_R^{(f)}$ несколькими разными способами, и из этих выражений получается полный фактор H_R. Также обратите внимание, что, за исключением члена $(s\tau - m_R^2)^2$ в знаменателе брейт-вигнеровской формы, нигде не присутствует номинальная масса резонанса m_R: везде вводится фактическая масса резонанса $\sqrt{\hat{s}}$.

Если рассматриваются только распады в конкретное конечное состояние f, то H_R в знаменателе остается суммой по всем разрешенным каналам распада, но числитель содержит только член $H_R^{(f)}$ для данного конечного состояния.

Если рассматривается одновременно процесс рождения и распада $i \to R \to f$, то здесь предполагается одинаковая $\hat{s}$-зависимость для взаимодействия $i \to R$ и $R \to i$, то есть в первом приближении существует симметрия между константами связи для резонанса в начальном и в конечном состоянии. Поэтому в программе сечение взаимодействия $\hat{\sigma}$ записывается в виде

$$\hat{\sigma}_{i\to R\to f}(\hat{s}) \propto \frac{\pi}{\hat{s}} \frac{H_R^{(i)}(\hat{s})\, H_R^{(f)}(\hat{s})}{(\hat{s} - m_R^2)^2 + H_R^2(\hat{s})} . \tag{7.28}$$

В качестве простого примера, сечение для процесса $e^-\bar{\nu}_e \to {\rm W}^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu$ можно записать как

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = 12\, \frac{\pi}{\hat{s}} \frac{H_{\rm W}^{(i)}(\hat{s})\, H_{\rm W}^{(f)}(\hat{s})}{(\hat{s} - m_{\rm W}^2)^2 + H_{\rm W}^2(\hat{s})} , \tag{7.29}$$

где

$$H_{\rm W}^{(i)}(\hat{s}) = H_{\rm W}^{(f)}(\hat{s}) = \frac{\alpha_{em}(\hat{s})}{24\, \sin^2\theta_W}\, \hat{s} . \tag{7.30}$$

Если исследуются эффекты от нескольких начальных и/или конечных состояний, то нужно просто подставлять соответствующее суммирование в числитель.

Однако аналогия между $H_R^{(f)}$ и $H_R^{(i)}$ не может заходить слишком далеко. Эти два случая различаются в нескольких важных аспектах. Во-первых, возникают цветные коэффициенты: распад $R \to q\bar{q}$ усиливается цветным фактором $N_C = 3$, в то время как $q\bar{q} \to R$, наоборот, подавляется фактором $1/N_C = 1/3$. Во-вторых, коэффициент $1 + \alpha_s(\hat{s})/\pi$ поправки первого порядка для конечного состояния должен заменяться на более сложный множитель K для начального состояния. Этот коэффициент обычно неизвестен, или известен (в первом нетривиальном порядке), но слишком длинен, чтобы включать его в программу. В-третьих, входящие партоны, как правило, пространственноподобны. Поэтому при рассмотрении рождения резонанса все пороговые коэффициенты подавления в выражениях для конечного состояния не совпадают с соответствующими выражениями для начального. В сумме, аналогия $H_R^{(f)}$ - $H_R^{(i)}$ главным образом полезна как двойная проверка непротиворечивости, в то время как два этих процесса обычно вычисляются по отдельности. Исключение составляет петлевая структура, включаемая в $gg \to {\rm H}^0$ и ${\rm H}^0 \to gg$, которая кодируется только один раз.

Некоторый интерес представляет рассмотрение наблюдаемой формы резонанса при включении эффектов от структурных функций. В адронном столкновении в первом приближении поведение структурных функций грубо описывается как $f(x) \propto 1/x$ для малых x – это объясняет, почему $f(x)$ заменяется на $xf(x)$ в ур. (7.20). С другой стороны, структурные функции умножаются на коэффициент $1/\tau$ при интегрировании по фазовому пространству $d\tau/\tau$, см. ур. (7.24). При свертке с брейт-вигнеровским распределением возникают два эффекта. Первый заключается в том, что резонанс в целом наклоняется: хвост распределения, отвечающий малым массам, поднимается, а хвост, отвечающий большим массам, опускается (подавляется). Другой эффект заключается в чрезвычайном удлинении маломассового хвоста резонанса: при $\tau \to 0$, ур. (7.28) с $H_R(\hat{s}) \propto \hat{s}$ дает $\hat{\sigma}(\hat{s}) \propto \hat{s} \propto \tau$, что точно компенсирует коэффициент $1/\tau$, упомянутый выше. Интеграл по y $\int dy = -\ln\tau$, следовательно, дает логарифмическую расходимость распределения для резонанса при $\tau \to 0$. Ясно, что тогда необходимо рассматривать поведение структурных функций более подробно. Для не слишком малых Q^2 уравнения эволюции фактически приводят к структурным функциям, растущим быстрее, чем $1/x$, обычно с $xf(x) \propto x^{-0.3}$, и, следовательно, дающим расходимость $\tau^{-0.3}$ выражения для сечения. В конечном счете эта расходимость регуляризуется при приближении к границе разрешенного фазового пространства, то есть $H_R(\hat{s})$ падает быстрее, чем $\hat{s}$, а также за счет менее крутого поведения структурных функций при малых x для $Q^2 \approx \hat{s} \to 0$.

Вторичный пик при малых τ может давать большее значение для сечения, которое вполне может конкурировать даже с величиной обычного пика около значения номинальной массы. Этот случай, например, реализуется при рождении W. Такой пик никогда не наблюдался экспериментально, но это и не удивительно, так как фон от других процессов подавляет его при малых $\hat{s}$. Таким образом, лептон с поперечным импульсом порядка одного или нескольких ГэВ, вероятнее всего, происходит от распада очарованного или боттом-адрона, а не от "W" с массой несколько ГэВ. Поэтому когда исследуется рождение резонанса, важно установить ограничения на массу резонанса в согласии с экспериментальным описанием, по крайней мере, в первом приближении. Если этого нет, то информация о сечении, даваемая программой, может очень отличаться от реальной ситуации.

В e^+e^--столкновениях структурная функция f_e^e имеет пик в $x = 1$, а не в $x = 0$. Ситуация, следовательно, противоположная, если рассматривать, например, рождение Z^0 на ускорителе при энергиях выше m_Z: хвост распределения, отвечающий малым значениям масс, подавляется, а высоким, – наоборот, поднимается, и присутствует острый вторичный пик в области номинальной энергии ускорителя. В этом случае также необходимо при описании сечений вводить дополнительные члены, отвечающие интерференции γ^* и Z^0.

В $2 \to 2$ процессах, где рождается пара резонансов, например, $e^+e^- \to \mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0$, сечения почти всегда даются в приближении нулевой ширины для резонансов. Две замены типа

$$1 = \int \delta(m^2 - m_R^2)\, dm^2 \to \int \frac{1}{\pi} \frac{m_R \Gamma_R}{(m^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2}\, dm^2 \tag{7.31}$$

используются для введения массовых распределений для двух масс резонансов, то есть m_3^2 и m_4^2. В формуле m_R – номинальная масса и m – фактически выбранная. Тогда интеграл по фазовому пространству x_1, x_1 и $\hat{t}$ в ур. (7.20) расширяется и включает также m_3^2 и m_4^2. Эффекты зависимости ширины от массы только частично принимаются во внимание при замене номинальных масс m_3^2 и m_4^2 в выражении $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ на фактически сгенерированные (так же, например, как в соотношении между $\hat{t}$ и $\cos\hat{\theta}$), тогда как ширины вычисляются для номинальных масс. Это эквивалентно простой замене $\Gamma_R m_R$ на $\hat{s}\Gamma_R/m_R$ в числителе ур. (7.25), но не в знаменателе. Кроме того, не воспроизводится полная пороговая зависимость, то есть коэффициенты, зависящие от β.

Нет никакой особенной причины для непредоставления полной массовой зависимости, кроме дополнительной работы и потребления времени, необходимого для каждого процесса. Фактически, матричные элементы для $f\bar{f} \to (\gamma^*/\mathrm{Z}^0)(\gamma^*/\mathrm{Z}^0)$ содержат полные выражения. С другой стороны, выражения для матричных элементов, приведенные в литературе, часто допустимы только в том случае, когда резонансы находятся почти на массовой поверхности, так как некоторые диаграммы опускаются. Например, процесс $q\bar{q} \to e^-\bar{\nu}_e\mu^+\nu_\mu$ доминирует над $q\bar{q} \to \mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$, когда каждая из двух пар лептонов близка по массе к m_W, но в общем случае присутствуют также вклады, например, от процессов типа $q\bar{q} \to \mathrm{Z}^0 \to e^+e^-$, сопровождаемого $e^+ \to \bar{\nu}_e\mathrm{W}^+$ и $\mathrm{W}^+ \to \mu^+\nu_\mu$. Последними вкладами пренебрегают в сечениях, данных в приближении нулевой ширины.

Процессы с одним резонансом в конечном состоянии и другим обычным продуктом, например $qg \to \mathrm{W}^+q'$, обрабатываются в том же духе, что и $2 \to 2$ процессы с двумя резонансами, за исключением того, что только одну массу необходимо выбрать по брейт-вигнеровской форме.

7.4 Вычисление сечений

В программе для генерации $2 \to 2$ процесса используются переменные τ, y и $z = \cos\hat{\theta}$. Для $2 \to 1$ процесса по переменной z может быть проведено независимое интегрирование, и, следовательно, нет необходимости учитывать эту переменную при генерации жесткого процесса, за исключением того случая, когда ограничивается разрешенный угловой диапазон распадов. Для пучков бесструктурных лептонов, то есть для $f_e^e(x) = \delta(x-1)$, можно провести независимое интегрирование по переменным τ и/или y. Мы поговорим обо всех этих специальных случаях в конце раздела, а здесь сосредоточимся на "стандартных" $2 \to 2$ и $2 \to 1$ процессах.

Простые $2 \to 2$ процессы

В духе раздела 4.1 мы хотим выбрать простые функции, приблизительно моделирующие истинную τ-, y- и z-зависимость сечения. В частности, почти все следующие из кинематики пики должны представляться отдельными членами в приблизительных формулах. Если это может быть достигнуто, то отношение правильных значений сечений к приблизительным не будет слишком сильно флуктуировать, что обеспечит приемлемую эффективность монте-карловского моделирования.

Следовательно, переменные генерируются согласно распределениям $h_\tau(\tau)$, $h_y(y)$ и $h_z(z)$, где обычно

$$
\begin{aligned}
h_\tau(\tau) = {} & \frac{c_1}{\mathcal{I}_1}\frac{1}{\tau} + \frac{c_2}{\mathcal{I}_2}\frac{1}{\tau^2} + \frac{c_3}{\mathcal{I}_3}\frac{1}{\tau(\tau+\tau_R)} + \frac{c_4}{\mathcal{I}_4}\frac{1}{(s\tau - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \\
& + \frac{c_5}{\mathcal{I}_5}\frac{1}{\tau(\tau+\tau_{R'})} + \frac{c_6}{\mathcal{I}_6}\frac{1}{(s\tau - m_{R'}^2)^2 + m_{R'}^2\Gamma_{R'}^2} \,, \qquad (7.32)
\end{aligned}
$$

$$
H_y(y) = \frac{c_1}{\mathcal{I}_1}(y - y_{min}) + \frac{c_2}{\mathcal{I}_2}(y_{max} - y) + \frac{c_3}{\mathcal{I}_3}\frac{1}{\cosh y} \,, \qquad (7.33)
$$

$$
H_z(z) = \frac{c_1}{\mathcal{I}_1} + \frac{c_2}{\mathcal{I}_2}\frac{1}{a-z} + \frac{c_3}{\mathcal{I}_3}\frac{1}{a+z} + \frac{c_4}{\mathcal{I}_4}\frac{1}{(a-z)^2} + \frac{c_5}{\mathcal{I}_5}\frac{1}{(a+z)^2} \,. \qquad (7.34)
$$

Здесь каждый член интегрируется отдельно с примитивной обратимой функцией; такое независимое генерирование τ, y и z есть стандартная задача, как описано в главе 4.1. Далее мы описываем подробности схемы, включая значение коэффициентов c_i и $\mathcal{I}_i$, которые различаются для τ, y и z.

Первая отобранная переменная есть τ. Диапазон разрешенных значений $\tau_{min} \le \tau \le \tau_{max}$ в основном обусловлен рядом определяемых пользователем требований. Ограничения на разрешенный массовый диапазон прямо отражаются на τ, ограничения на $p_\perp$ влияют косвенным образом. Первые два члена в h_τ предназначаются для обеспечения гладкости τ-зависимости в основном для процессов, которые не получают вкладов от s-канальных резонансов. Также этим учитывается s-канальный обмен между, по существу, безмассовыми частицами (γ, g, легкие кварки и лептоны), так как при этом не получается никаких отдельных пиков для ненулевых τ. Последние четыре члена в h_τ отвечают пикам в сечениях от рождения резонансов. Эти условия включаются, только когда это необходимо. Каждый резонанс представляется двумя частями, первая служит для описания интерференции диаграмм, дающих расходимости при $\tau = 0$, а также вариации структурных функций, а вторая – для непосредственной аппроксимации резонанса к брейт-вигнеровской форме. Нижние индексы R и R' обозначают значения, относящиеся к двум резонансам, с $\tau_R = m_R^2/s$. В настоящее время имеется только один процесс, где используется полная структура с двумя резонансами, а именно $f\bar{f} \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$. Во всех прочих случаях или один, или оба резонансных пика не принимаются во внимание.

Кинематически разрешенный диапазон значений y зависит от τ, $|y| \le -\frac{1}{2}\ln\tau$, и вы также можете накладывать дополнительные ограничения. Следовательно, разрешенный диапазон $y_{min} \le y \le y_{max}$ выбирается только после выбора значения τ. Первые два члена в h_y определяют плоскость для y-зависимости; для процессов, которые являются симметричными в смысле отражения $y \leftrightarrow -y$, они в сумме будут полностью определять плоский y-спектр между установленными границами. В принципе, было бы естественно ввести разделение на две полуплоскости: один член задает полуплоскость для положительных y, а второй отвечает симметричным отрицательным y. Однако тогда второй член не удовлетворяет условию положительности. Так что используемые условия $y - y_{min}$ и $y_{max} - y$ дают ту же свободу в описании, но при этом отвечают требованию положительности. Третий член определяет пик в области $y = 0$ и дает сдвиг структурных функций относительно этой области.

Разрешенный инвариантный диапазон значений $z = \cos\hat{\theta}$ есть $-1 \le z \le 1$. Однако большинство сечений расходится для $z \to \pm 1$, так что необходима какая-нибудь регуляризация. Обычно требуют, чтобы выполнялось условие $p_\perp \ge p_{\perp min}$, которое преобразуется в $z^2 \le 1 - 4p_{\perp min}^2/(\tau s)$ для случая безмассовых выходящих частиц. Так как ограничения зависят от τ, выбор z производится после выбора значения τ. Дополнительные требования могут еще более ограничить диапазон. В частности, ограничение на $p_{\perp max}$ может расщеплять разрешенные значения z на две области, то есть $z_{-min} \le z \le z_{-max}$ или $z_{+min} \le z \le z_{+max}$. Для нерасщепляющегося диапазона существует условие $z_{-max} = z_{+min} = 0$. Для безмассовых выходящих частиц параметр $a = 1$ в h_z, так что пять членов задают плоскость по углу и определяют пики по $1/\hat{t}$, $1/\hat{u}$, $1/\hat{t}^2$ и $1/\hat{u}^2$, соответственно. Для ненулевых значений масс имеем $a = 1 + 2m_3^2 m_4^2/\hat{s}^2$. В этом случае, следовательно, из физических соображений доступен полный диапазон значений $-1 \le z \le 1$, стандартные особенности $\hat{t}$ и $\hat{u}$ регуляризуются массами m_3 и m_4.

Для каждого члена коэффициенты $\mathcal{I}_i$ представляют собой интегралы от некоторой функции, которые умножаются на соответствующие коэффициенты c_i; таким образом, например:

$$h_\tau : \quad \mathcal{I}_1 = \int \frac{d\tau}{\tau} = \ln\left(\frac{\tau_{max}}{\tau_{min}}\right) ,$$

$$\mathcal{I}_2 = \int \frac{d\tau}{\tau^2} = \frac{1}{\tau_{min}} - \frac{1}{\tau_{max}} ;$$

$$
\begin{aligned}
h_y: \quad & \mathcal{I}_1 = \int (y - y_{min})\, dy = \frac{1}{2}(y_{max} - y_{min})^2 \; ; \\
h_z: \quad & \mathcal{I}_1 = \int dz = (z_{-max} - z_{-min}) + (z_{+max} - z_{+min}), \\
& \mathcal{I}_2 = \int \frac{dz}{a - z} = \ln\left(\frac{(a - z_{-min})(a - z_{+min})}{(a - z_{-max})(a - z_{-min})} \right) \; . \qquad (7.35)
\end{aligned}
$$

Коэффициенты c_i нормируются на единицу в сумме для h_τ, h_y и h_z по отдельности. Они имеют простую интерпретацию как вероятности для каждого из членов, которые нужно использовать при предварительном отборе τ, y и z, соответственно. Изменение величины сечения по всему разрешенному фазовому пространству исследуется при выполнении процедуры инициализации PYTHIA и основывается на знании c_i, оптимизированных так, чтобы давать функции h_τ, h_y и h_z, наилучшим образом описывающие поведение в целом истинного сечения. Например, коэффициент c_4 в h_τ должен иметь наибольшее значение в области массы резонанса, чтобы получить правильное поведение полного сечения.

Точки фазового пространства, протестированные при инициализации, помещаются на сетку с числом точек в каждом измерении, заданным числом условий в соответствующем выражении h, и с позицией каждой точки, заданной средним значением распределения одного из членов. Например, распределение $d\tau/\tau$ дает среднюю точку $\sqrt{\tau_{min}\tau_{max}}$, а $d\tau/\tau^2$ – $2\tau_{min}\tau_{max}/(\tau_{min} + \tau_{max})$. Так как разрешенные диапазоны значений y и z зависят от выбранного значения τ, то нужно определять средние точки для этих двух переменных.

Так как набор точек фазового пространства, анализируемый при инициализации, ограничен, то набор "оптимальных" коэффициентов определен не единственным образом. Поэтому, из соображений безопасности, 40% общего веса распределяется равномерно между всеми разрешенными c_i, а оставшиеся 60% распределяются в соответствии с относительной предполагаемой важностью, с учетом условия, что никакой коэффициент не должен давать отрицательный вклад.

После того, как был сделан предварительный отбор τ, y и z, необходимо найти вес события, который используется для того, чтобы определить, сохранить ли это событие или нужно генерировать другое. Используя соотношение $d\hat{t} = \hat{s}\,\beta_{34}\, dz/2$, уравнение (7.20) можно записать в виде:

$$
\begin{aligned}
\sigma &= \int\!\!\int\!\!\int \frac{d\tau}{\tau}\, dy\, \frac{\hat{s}\beta_{34}}{2} dz\; x_1 f_1(x_1, Q^2)\, x_2 f_2(x_2, Q^2)\, \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \\
&= \frac{\pi}{s} \int h_\tau(\tau)\, d\tau \int h_y(y)\, dy \int h_z(z)\, dz\, \beta_{34}\, \frac{x_1 f_1(x_1, Q^2)\, x_2 f_2(x_2, Q^2)}{\tau^2 h_\tau(\tau)\, h_y(y)\, 2h_z(z)}\, \frac{\hat{s}^2}{\pi} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \\
&= \left\langle \frac{\pi}{s}\, \frac{\beta_{34}}{\tau^2 h_\tau(\tau)\, h_y(y)\, 2h_z(z)}\, x_1 f_1(x_1, Q^2)\, x_2 f_2(x_2, Q^2)\, \frac{\hat{s}^2}{\pi} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right\rangle \; . \qquad (7.36)
\end{aligned}
$$

Во второй строке коэффициент $1 = h_\tau/h_\tau$ был введен для перезаписи интеграла по τ в терминах фазового пространства единичного объема: $\int h_\tau(\tau)\, d\tau = 1$ согласно соотношениям, приведенным выше. Аналогичным образом то же делается и для интегралов по y и z. Кроме того, используются множители $1 = \hat{s}/(\tau s)$ и $1 = \pi/\pi$ для выделения безразмерного сечения $(\hat{s}^2/\pi)\, d\hat{\sigma}/d\hat{t}$. Смысл последней строки заключается в том, что с τ, y и z, выбранными в соответствии с выражениями $h_\tau(\tau)$, $h_y(y)$ и $h_z(z)$, сечение получается как усреднение последнего выражения по всем событиям. Так как все h выбирались так, чтобы давать единичный объем, нет необходимости умножать выражение на полный объем фазового пространства.

Как можно видеть, сечение для данного монте-карловского события дается как продукт четырех коэффициентов следующим образом:

1. Коэффициент π/s, который является общим для всех событий, дает размерность полного сечения в ГэВ$^{-2}$. Так как конечное сечение дается в мб, сюда также включается коэффициент преобразования 1 ГэВ$^{-2}$ = 0.3894 мб.
2. Затем вводится "якобиан", который компенсирует преобразование от начального к конечному объему фазового пространства.
3. Вес структурной функции, полученный из библиотеки структурных функций, содержащейся в PYTHIA или внешней. Значения x_1 и x_2 получены из τ и y с помощью соотношения $x_{1,2} = \sqrt{\tau}\exp(\pm y)$.
4. Наконец, безразмерное сечение $(\hat{s}^2/\pi)\, d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ – величина, которая должна кодироваться для каждого процесса отдельно и в которой содержится физическая сущность процесса.

Конечно, для получения сечения при монте-карловском интегрировании не обязательно использовать выражение из последней строки. Вполне можно также использовать непосредственно уравнение (7.20), отбирая точки фазового пространства равномерно по τ, y и $\hat{t}$ и проводя монте-карловское взвешенное усреднение. Ясно, что это значительно более простой метод, но ценой его использования могут быть сильные флуктуации веса индивидуальных событий. Например, если сечение содержит узкий резонанс, небольшое количество точек фазового пространства, генерирующихся в области резонанса, получат большие веса, в то время как остальные – нет. При нашей процедуре резонанс будет включаться в коэффициент $h_\tau(\tau)$, так что большинство событий будут генерироваться вокруг соответствующего значения τ_R (вследствие присутствия h_τ в числителе выражения для фазового пространства), но этим событиям назначается более низкий, обычный вес (из-за присутствия коэффициента $1/h_\tau$ в выражении для веса). Так как значения весов флуктуируют меньше, то достаточно выбрать меньшее количество точек фазового пространства, необходимых для получения приемлемой оценки сечения.

В программе сечение получено как среднее по всем сгенерированным точкам фазового пространства. Однако реально переданные пользователю события должны иметь единичный вес (опция с взвешенными событиями существует, но не применяется в основных направлениях исследований). Поэтому при инициализации после того, как были определены коэффициенты c_i, совершается поиск внутри разрешенного объема фазового пространства для нахождения максимума выражения для веса в последней строке уравнения (7.36). Тогда при последующей генерации событий выбранная точка фазового пространства сохраняется с вероятностью, равной весу в точке, поделенному на максимальный вес. Только такие точки фазового пространства рассматриваются далее и генерируются как законченные события.

Поиск максимума начинается с вычисления весов на той же самой сетке точек, что используется для определения коэффициентов c_i. Точка с самым высоким весом используется как стартовая точка для поиска максимума. В неудачных случаях можно получить сходимость к локальному максимуму, а не к глобальному. Для уменьшения риска в такой ситуации используется точка сетки со вторым по величине весом для еще одного поиска. После инициализации при генерации события по умолчанию предупреждающее сообщение будет даваться каждый раз, когда выбирается точка фазового пространства с весом, большим максимального, и тогда максимальный вес регулируется с учетом новых данных. Это значит, что события, сгенерированные раньше этого, имеют несколько ошибочное распределение в фазовом пространстве, но если максимальное нарушение достаточно мало, то эти эффекты будут незначительными. На оценку сечения не влияет ни одно из этих соображений, так как максимальный вес не входит в уравнение (7.36).

Для $2 \to 2$ процессов с идентичными частицами в конечном состоянии симметричный коэффициент 1/2 явно включается в конце вычисления $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$. В конечном сечении коэффициент 2 восстанавливается из-за интегрирования по полному фазовому пространству (а не по половине его). Таким образом, не нужны никакие специальные средства при интегрировании по фазовому пространству.

7.4.1 Рождение резонансов

Итак, мы рассмотрели простой $2 \to 2$ случай. В $2 \to 1$ процессе отсутствует интеграл по $\hat{t}$, и дифференциальное сечение $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ заменяется на $\hat{\sigma}(\hat{s})$. Сечение теперь можно записать как

$$\begin{aligned} \sigma &= \int\int \frac{d\tau}{\tau}\, dy\, x_1 f_1(x_1,Q^2)\, x_2 f_2(x_2,Q^2)\, \hat{\sigma}(\hat{s}) \\ &= \frac{\pi}{s}\int h_\tau(\tau)\, d\tau \int h_y(y)\, dy\, \frac{x_1 f_1(x_1,Q^2)\, x_2 f_2(x_2,Q^2)}{\tau^2 h_\tau(\tau)\, h_y(y)}\, \frac{\hat{s}}{\pi}\hat{\sigma}(\hat{s}) \\ &= \left\langle \frac{\pi}{s}\, \frac{1}{\tau^2 h_\tau(\tau)\, h_y(y)}\, x_1 f_1(x_1,Q^2)\, x_2 f_2(x_2,Q^2)\, \frac{\hat{s}}{\pi}\hat{\sigma}(\hat{s}) \right\rangle . \end{aligned} \tag{7.37}$$

Таким образом, структура та же самая, но части, связанные с z, отсутствуют, и роль безразмерного сечения играет $(\hat{s}/\pi)\hat{\sigma}(\hat{s})$.

Если диапазон разрешенных углов распада резонанса ограничивается, например, требованием, чтобы продукты распада имели минимальный поперечный импульс, то эффективно это преобразуется в ограничения на переменную $z = \cos\hat{\theta}$ для $2 \to 2$ процесса. Различие заключается в том, что угловая зависимость распада резонанса тривиальна, и, следовательно, зависящий от z коэффициент может быть легко вычислен. Для резонанса со спином 0, который распадается изотропно, соответствующий вес есть просто $(z_{-max} - z_{-min})/2 + (z_{+max} - z_{+min})/2$. Для поляризованного резонанса со спином 1 имеем

$$\frac{3}{8}(z_{-max} - z_{-min}) + \frac{3}{8}(z_{+max} - z_{+min}) + \frac{1}{8}(z_{-max} - z_{-min})^3 + \frac{1}{8}(z_{+max} - z_{+min})^3 . \tag{7.38}$$

Так как разрешенный диапазон z может зависеть от τ и/или y (это получается при наложении ограничений на $p_\perp$), этот коэффициент должен вычисляться для каждой отдельной точки фазового пространства и включаться в уравнение (7.37).

Для $2 \to 2$ процессов, где одна или обе частицы в конечном состоянии являются резонансами, нужно дополнительно сделать отбор по массе для каждого резонанса, см. ур. (7.31). Так как разрешенные диапазоны τ, y и z зависят от m_3^2 и m_4^2, выбор масс должен предшествовать выбору других переменных фазового пространства. Так же как и другие переменные, массы не выбираются однородно по разрешенному диапазону, а распределяются в соответствии с функциями $h_m(m^2)\, dm^2$, с компенсирующим множителем $1/h_m(m^2)$ в "якобиане". Функциональная зависимость, как обычно, имеет вид

$$h_m(m^2) = \frac{c_1}{\mathcal{I}_1}\, \frac{1}{\pi}\, \frac{m_R \Gamma_R}{(m^2 - m_R^2)^2 + m_R^2\Gamma_R^2} + \frac{c_2}{\mathcal{I}_2} + \frac{c_3}{\mathcal{I}_3}\, \frac{1}{m^2} + \frac{c_4}{\mathcal{I}_4}\, \frac{1}{m^4} . \tag{7.39}$$

Определение интеграла $\mathcal{I}_i$ аналогично предыдущему случаю. Коэффициенты c_i не находятся с помощью оптимизации, а задаются заранее; обычно $c_1 = 0.8$, $c_2 = c_3 = 0.1$, $c_4 = 0$. Ясно, что когда фазовый объем и сечение не зависят от m_3^2 и m_4^2, оптимальным выбором будет положить $c_1 = 1$, а все остальные c_i равными нулю, и тогда множитель $1/h_m$ в "якобиане" будет точно компенсировать брейт-вигнеровский пик в уравнении (7.31) для сечения. Второй и третий члены отвечают возможности того, что сечение не убывает с такой скоростью, как дается инвариантным брейт-вигнеровским распределением. В частности, третий член отвечает возможности наличия вторичного пика при малых m^2, в духе, немного подобном обсуждаемому выше рождению резонанса в $2 \to 1$ процессах.

Четвертый член используется только для процесса $f\bar{f} \to (\gamma^*/\mathrm{Z}^0)(\gamma^*/\mathrm{Z}^0)$, где выражение для пропагатора γ гарантирует, что сечение имеет существенный вторичный пик при $m^2 \to 0$. Следовательно, здесь выбор осуществляется так: $c_1 = 0.4$, $c_2 = 0.05$, $c_3 = 0.3$ и $c_4 = 0.25$.

Несколько специальных трюков включается для того, чтобы улучшить эффективность, когда на разрешенный диапазон масс резонансов накладываются кинематические или пользовательские ограничения. Например, если рождается пара резонансов с одинаковыми или сопряженными зарядами, типа $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, используется ограничение, что более легкий из двух резонансов должен иметь массу меньше, чем половина значения энергии в системе ЦМ.

7.4.2 Пучки лептонов

Пучки лептонов должны обрабатываться способом, несколько отличным от описанного выше. Также нужно различать лептон, для которого включаются структурные функции, и лептон, который обрабатывается как бесструктурная, точечноподобная частица. Необходимые изменения одни и те же для $2 \to 2$ и $2 \to 1$ процессов, так как степень свободы $\hat{t}$ незатронута.

Если один входящий пучок содержит бесструктурные лептоны, то соответствующая структурная функция редуцируется до δ-функции. Эта функция может использоваться при независимом интегрировании по переменной y: $\delta(x_{1,2} - 1) = \delta(y \pm (1/2)\ln\tau)$. Следовательно, переменные τ и z нужно выбрать согласно соответствующим распределениям с компенсирующими весовыми коэффициентами, и только одну структурную функцию нужно вычислять явно.

Если оба входящих пучка содержат бесструктурные лептоны, то переменные τ и y имеют тривиальный вид: $\tau = 1$ и $y = 0$. Веса структурных функций исчезают полностью. Для $2 \to 2$ процесса остается только сделать выбор z, а для $2 \to 1$ процесса все полностью определено, то есть сечение есть просто число, которое зависит только от энергии в системе ЦМ.

Для структурного электрона структурная функция f_e^e сильно расходится при $x = 1$. Это влияет на τ- и y-распределения, которые плохо описываются любым из членов в $h_\tau(\tau)$ или $h_y(y)$ в процессах с взаимодействующими $e^\pm$. (Процессы, которые включают, например, содержание γ в e, все же хорошо моделируются, так как f_γ^e быстро растет при малых x.)

Если обе структурные функции расходятся в 1, то выражение для $h_\tau(\tau)$ в уравнении (7.34) увеличивается на один дополнительный член $h_\tau(\tau) \propto 1/(1-\tau)$, с коэффициентами c_7 и $\mathcal{I}_7$, определенными, как и прежде. Расходимость при $\tau \to 1$ подавляется в соответствии с нашей процедурой регуляризации для структурных функций f_e^e; следовательно, мы должны рассматривать только $\tau < 1 - 2 \times 10^{-6}$.

Соответственно, выражение для $h_y(y)$ умножается на фактор $1/(1-\exp(y-y_0))$, когда входящий пучок номер 1 состоит из структурных $e^\pm$, и на фактор $1/(1-\exp(-y-y_0))$, когда входящий пучок номер 2 состоит из структурных $e^\pm$. В e^+e^--столкновениях присутствуют оба условия, а в ep – только одно. Коэффициент $y_0 = -(1/2)\ln\tau$ есть инвариантный кинематический предел диапазона y, $|y| < y_0$. Из определения y и y_0 легко видеть, что два условия выше соответствуют $1/(1-x_1)$ и $1/(1-x_2)$, и, таким образом, снова регуляризуются нашим пределом для структурной функции. Следовательно, областями интегрирования являются $y < y_0 - 10^{-6}$ – для первого члена и $y > -y_0 + 10^{-6}$ – для второго.

7.4.3 Смешанные процессы

В формулах сечений, данных до сих пор, мы преднамеренно опустили суммирование по разрешенным входящим ароматам. Например, процесс $f\bar{f} \to \mathrm{Z}^0$ при адронном столкновении получает вклады от $u\bar{u} \to \mathrm{Z}^0$, $d\bar{d} \to \mathrm{Z}^0$, $s\bar{s} \to \mathrm{Z}^0$, и так далее. Эти вклады в принципе все одной природы и описываются в одной и той же форме, но отличаются весом структурных функций и (обычно) несколькими константами связи в матричных элементах жесткого процесса. Поэтому удобно генерировать эти члены одновременно следующим образом:

1. Выбирается точка фазового пространства и вычисляются все общие коэффициенты, связанные с этим выбором, то есть "якобиан" и общие части матричных элементов (например, для Z^0 это базисное брейт-вигнеровское распределение, за исключением части, связанной с начальным ароматом).
2. Вызывается библиотека структурных функций для генерирования всех структурных функций с соответствующими значениями x и Q^2 для двух входящих пучков.
3. Организуется цикл по двум входящим ароматам для частиц сталкивающихся пучков. Для каждого разрешенного набора входящих ароматов составляется полное выражение для матричного элемента с использованием общих частей и констант связей, зависящих от ароматов. Все это умножается на общие коэффициенты и веса структурных функций для получения взвешенного сечения.
4. Каждая разрешенная комбинация ароматов сохраняется как отдельный вход в таблице вместе с весом. Кроме того, вычисляется суммарный вес.
5. Точка фазового пространства сохраняется или отклоняется при сравнении суммарного веса с максимальным весом, полученным при инициализации. Монте-карловское интегрирование сечений также базируется на суммарном весе.
6. Если точка сохраняется, то выбирается одна из разрешенных комбинаций ароматов с относительными весами, сохраненными в общей таблице.

Вообще, ароматы в конечном состоянии либо полностью определяются начальным состоянием, например, как в $qg \to qg$, или абсолютно не зависят от него, например, как в $f\bar{f} \to \mathrm{Z}^0 \to f'\bar{f}'$. Ни в том, ни в другом случае не нужно определять ароматы конечного состояния при вычислении сечения. Это необходимо только в последнем случае для того, чтобы включить полный весовой коэффициент, который учитывает суммарный вклад от всех моделируемых конечных состояний. Например, если изучается только процесс $\mathrm{Z}^0 \to e^+e^-$, то соответствующий весовой коэффициент есть просто Γ_{ee}/Γ_{tot}. Если выполнен отбор кинематики и входящих ароматов, то выходящие ароматы могут быть выбраны с соответствующими относительными вероятностями.

В некоторых процессах типа $gg \to gg$ разрешено несколько различных цветовых потоков, каждый с собственной кинематической зависимостью для веса матричного элемента, см. параграф 8.2.1. Так как каждый цветовой поток дается как отдельный вход в таблице, упомянутой выше, то в итоге на входе содержится информация о двух входящих ароматах, индексе цветного потока и весе. Для принятой точки фазового пространства цветовой поток выбирается таким же способом, что и входящие ароматы.

В программе также разрешена смешанная генерация двух или более абсолютно различных процессов, типа $f\bar{f} \to \mathrm{Z}^0$ и $q\bar{q} \to gg$. В этом случае каждый процесс инициализируется отдельно с собственным набором коэффициентов c_i и так далее. Максимумы, полученные для различных сечений, даются в одних и тех же единицах, даже когда размерность фазового пространства различна. (Это происходит потому, что мы всегда выполняем преобразование к фазовому пространству единичного объема, $\int h_\tau(\tau)\, , d\tau \equiv 1$, и т.д.) Поэтому вышеупомянутая схема генерации должна быть обобщена следующим образом:

1. Выбирается один из разрешенных процессов, с относительной вероятностью, данной максимальным весом для этого процесса.
2. Ищется точка фазового пространства с использованием распределений $h_\tau(\tau)$ и т.д., оптимизированных для этого конкретного процесса.
3. Вычисляется общий вес для точки фазового пространства, снова с "якобианами", матричными элементами и разрешенными комбинациями входящих ароматов, которые специфичны для данного процесса.
4. Точка сохраняется с вероятностью, даваемой отношением фактического к максимальному весу процесса. Если точка отклоняется, то нужно вернуться к шагу 1 и выбрать новый процесс.
5. Если точка фазового пространства принимается, то можно выбрать ароматы и сгенерировать событие полностью.

Ясно, почему это работает: хотя точки фазового пространства выбираются для разрешенных процессов с относительными вероятностями, даваемыми максимальными весами, вероятность, что точка принимается, пропорциональна отношению фактического к максимальному весу. В итоге сохраняемая вероятность для данного процесса пропорциональна только среднему из фактических весов, и любая зависимость от максимального веса уходит.

7.5 $2 \to 3$ и $2 \to 4$ процессы

Внутренние алгоритмы Pythia для обработки $2 \to 1$ и $2 \to 2$ процессов достаточно изощренны и фундаментальны. Нельзя сказать того же относительно генерации жестких процессов рассеяния с более чем двумя частицами в конечном состоянии. Число переменных фазового пространства больше, и поэтому труднее находить и преобразовывать дальше все возможные пики в сечениях методом смещенного выбора точек фазового пространства. Кроме того, выражения для матричных элементов $2 \to 3$ процессов обычно довольно длинны. Поэтому Pythia содержит весьма ограниченное число $2 \to 3$ и $2 \to 4$ процессов, и почти каждый процесс является весьма специальным случаем. Поэтому не слишком интересно обсуждать здесь подробности, и мы дадим только очень краткий общий обзор.

Если масса хиггса не мала, то представляют интерес взаимодействия между продольными калибровочными бозонами W и Z. В программу включается $2 \to 1$ процесс типа $\mathrm{W}_L^+\mathrm{W}_L^- \to \mathrm{H}^0$ и $2 \to 2$ процесс типа $\mathrm{W}_L^+\mathrm{W}_L^- \to \mathrm{Z}_L^0\mathrm{Z}_L^0$. Первый применяется, когда H^0 еще приемлемо узок, так что пригодно резонансное описание, а второй предназначается для высоких энергий, где должны учитываться различные вклады. Так как в программу не заложены структурные функции W_L или Z_L, содержащихся внутри адронов, базисное жесткое рассеяние, дополненное переходами $q \to q'\mathrm{W}_L$ и $q \to q\mathrm{Z}_L$, должно эффективно давать $2 \to 3$ и $2 \to 4$ процессы. Однако есть возможность независимого предварительного интегрирования по углам рассеянных кварков и по переменной, описывающей распределение энергии, аналитически [Cha85]. Другие кинематические переменные выбираются только после принятия события. Это включает в себя дальнейший отбор произвольных переменных по отдельному циклу.

Поэтому в итоге необходимо ввести только одну дополнительную переменную при первичном определении фазового пространства, которая выбирается в виде $\hat{s}'$, квадрата инвариантной массы полного $2 \to 3$ или $2 \to 4$ процесса, в то время как $\hat{s}$ определяет квадрат инвариантной массы внутреннего $2 \to 1$ или $2 \to 2$ процесса. Переменная y характеризует полный процесс, так как взвешенные структурные функции составляющих кварков должны иметь вид $x_{1,2} = \sqrt{\tau'} \exp(\pm y)$. Переменная $\hat{t}$ характеризует внутренний процесс, и, таким образом, не нужна для $2 \to 3$ процессов. Выбор переменной $\tau' = \hat{s}'/s$ выполняется после выбора τ, но перед выбором y. Для лучшей эффективности отбор осуществляется по взвешенным распределениям в фазовом пространстве $\int h_{\tau'}(\tau')\, d\tau'$, где

$$h_{\tau'}(\tau') = \frac{c_1}{\mathcal{I}_1}\frac{1}{\tau'} + \frac{c_2}{\mathcal{I}_2}\frac{(1-\tau/\tau')^3}{\tau'^2} + \frac{c_3}{\mathcal{I}_3}\frac{1}{\tau'(1-\tau')} \tag{7.40}$$

в стандартном представлении. Коэффициенты c_i оптимизируются при инициализации. Член c_3, расходящийся при $\tau' \approx 1$, используется только для e^+e^--столкновений. Выбор $h_{\tau'}$ грубо соответствует потоковому множителю для продольного калибровочного бозона, который имеет форму

$$\left(1 + \frac{\tau}{\tau'}\right) \ln\left(\frac{\tau}{\tau'}\right) - 2\left(1 - \frac{\tau}{\tau'}\right) \ . \tag{7.41}$$

Для легкого H эффективное W-приближение, описанное выше, разрушается, и необходимо включать полную структуру матричного элемента – $qq' \to qq'\mathrm{H}^0$ (ZZ-слияние) и $qq' \to q''q'''\mathrm{H}^0$ (WW-слияние). Здесь сохраняются переменные τ', τ и y, которые выбираются в соответствии со стандартными процедурами. Масса хиггса определяет выбор τ; обычно H^0 настолько узкий, что распределение τ действительно сводится к δ-функции. Кроме того, для трех частиц в конечном состоянии фазовый объем записывается как

$$\left(\prod_{i=3}^{5} \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{d^3p_i}{2E_i}\right)(2\pi)^4\delta^{(4)}(p_3+p_4+p_5-p_1-p_2) = \frac{1}{(2\pi)^5}\frac{\pi^2}{4\sqrt{\lambda_{\perp 34}}}\, dp_{\perp 3}^2\, \frac{d\varphi_3}{2\pi}\, dp_{\perp 4}^2\, \frac{d\varphi_4}{2\pi}\, dy_5\ , \tag{7.42}$$

где $\lambda_{\perp 34} = (m_{\perp 34}^2 - m_{\perp 3}^2 - m_{\perp 4}^2)^2 - 4m_{\perp 3}^2 m_{\perp 4}^2$. Выходящие кварки помечены индексами 3 и 4, а выходящий хиггс – индексом 5. Распределение по углу φ считается изотропным, а два поперечных импульса выбираются, с учетом некоторого предварительного знания вида пропагаторов W/Z в выражениях для сечений, в соответствии с распределениями $h_\perp(p_\perp^2)\, dp_\perp^2$, где

$$h_\perp(p_\perp^2) = \frac{c_1}{\mathcal{I}_1} + \frac{c_2}{\mathcal{I}_2}\frac{1}{m_R^2 + p_\perp^2} + \frac{c_3}{\mathcal{I}_3}\frac{1}{(m_R^2 + p_\perp^2)^2}\ , \tag{7.43}$$

с m_R – массой W или Z, в зависимости от процесса, и при $c_1 = c_2 = 0.05$, $c_3 = 0.9$. В пределах ограничений, данных отбором других переменных, распределение по быстроте y_5 выбирается равномерным. Остается сделать последний выбор, который обусловлен двойной неоднозначностью значения обменных продольных импульсов партонов 3 и 4 (с малыми модификациями в том случае, если они массивны). Относительный вес может быть получен точно из самого вида матричного элемента.

Авторы не нашли никакого хорошего выбора для фазового объема процесса $gg \to \mathrm{Z}^0 b\overline{\mathrm{b}}$. Следовательно, этот процесс не может быть достаточно просто сгенерирован в PYTHIA. В настоящее время для этого необходимо использовать базисный формализм $2 \to 2$ процессов, где система $b + \overline{\mathrm{b}}$ система рассматривается как эффективный "резонанс". Тогда выбираются две массы, Z^0 – согласно уравнению (7.39), и $b + \overline{\mathrm{b}}$ – согласно распределению dm^2/m^2. Оба "распада" принимаются изотропными в соответствующей системе покоя и дают четыре фермиона в конечном состоянии в тех переменных, в которых определены матричные элементы. Кроме того, выбираются τ, y и z по стандартным правилам для $2 \to 2$ процессов.

7.6 Распады резонансов

Обработка распадов резонансов осуществляется в двух различных подпрограммах. Стандартная обработка распада (в `LUDECY`) может использоваться для любой нестабильной частицы, каналы распада выбираются с фиксированными вероятностями, и распределения по углам распада обычно выбираются изотропными в системе покоя резонанса, см. параграф 13.3. Более утонченная обработка (в `PYRESD`) используется по умолчанию для резонансов, сгенерированных в Pythia; ее мы здесь и описываем.

7.6.1 Схема распада

В начале обработки распада рассматриваются процессы, дающие один или два резонанса, типа $q\bar{q}' \to \mathrm{W}^+$ и $qg \to W^+q'$ или $q\bar{q} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ соответственно. Если имеет место последний случай, то распад двух резонансов рассматривается параллельно (в отличие от `LUDECY`, где в данный момент времени может распадаться только одна частица).

Сначала выбирается канал распада каждого резонанса в соответствии с относительным весом $H_R^{(f)}$, который, как описано выше, вычисляется для фактической массы резонанса, а не для номинальной. Пороговые коэффициенты, следовательно, учитываются полностью, и каналы автоматически выключены ниже порога. Обычно массы продуктов распада хорошо определены, но, например, в распадах типа $\mathrm{H}^0 \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ необходимо все же выбирать массы продуктов. Это делается в соответствии с двумя брейт-вигнеровскими распределениями типа данных в уравнениях (7.31), умноженными на пороговый коэффициент, зависящий от обеих масс.

Затем выбираются углы распада резонанса, распределения по которым изотропны в системе покоя. Обычно доступен полный диапазон углов распада, но в $2 \to 1$ процессе на углы распада первоначального резонанса могут накладываться ограничения пользователя, например, на $p_\perp$ продуктов распада. С учетом значений углов конструируются четырехимпульсы продуктов распада, которые затем смещаются в нужную систему отсчета. Как правило, принимается, что матричные элементы для кварков и лептонов даются для нулевых масс. Следовательно, векторы четырехимпульсов, созданные на этой стадии, фактически являются безмассовыми для всех кварков и лептонов.

Теперь можно вычислять матричные элементы. Для процесса типа $q\bar{q} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to e^+\nu_e\mu^-\bar{\nu}_\mu$ матричный элемент есть функция четырехимпульсов двух входящих фермионов и четырех выходящих. Верхнее ограничение для веса события может быть получено из величины сечения для базисного процесса $q\bar{q} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, как уже применялось при выборе импульсов двух W. Если взвешивание дало неудачный результат, то выбираются новые углы распада, и процедура выполняется итерациями до получения приемлемого значения.

Основываясь на принятом наборе углов, конструируют правильные четырехимпульсы продуктов распада, включающие массы фермионов, которыми ранее пренебрегалось. Кварки и лептоны в конечном состоянии могут излучать, для этого используется стандартный механизм ливнеобразования, с максимальной виртуальностью, определяемой массой резонанса.

В некоторых распадах рождаются новые резонансы, которые, в свою очередь, могут распадаться. Одновременно рассматривается только одна резонансная пара, то есть нельзя включить корреляции от одновременного распада трех или большего количества резонансов. Это, фактически, все, что нужно в настоящее время: в процессе типа $q\bar{q} \to \mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0 \to \mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to 6$ фермионов бесспиновость H^0 гарантирует, что распады $\mathrm{W}^\pm$ не связаны с распадом Z^0 (но не друг с другом).

7.6.2 Обсуждение сечений

Значение сечения для процесса, который включает рождение одного или нескольких резонансов, всегда уменьшается, когда учитываются каналы, не разрешенные флагами пользователя. Это тривиальный результат для одиночного s-канального резонанса, см. уравнение (7.28), но есть приблизительное соответствие также и в случае, если включается несколько уровней распадов резонанса. При инициализации вычисляется и сохраняется отношение между разрешенной пользователем шириной и номинально возможной, начиная с самых легких резонансов и выше. Например, вначале находятся коэффициенты подавления для распадов W^+ и W^-, которые не должны быть одинаковыми в случае, например, разрешенного распада W^+ только в кварки, а W^- – только в лептоны. Эти коэффициенты вместе вводятся как вес канала $\mathrm{H}^0 \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, который, таким образом, уменьшается по значимости в сравнении с другими возможными каналами распада хиггса. Это также отражается на самом весовом коэффициенте H^0, когда одни каналы полностью открыты, другие – полностью закрыты, и, наконец, некоторые, подобно указанному выше, – открыты, но с уменьшенным весом. Наконец, вес для процесса $q\bar{q} \to \mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0$ вычисляется как продукт весовых коэффициентов Z^0 и H^0. На этот вес умножается стандартное сечение процесса.

Так как ограничение на разрешенные моды распада уже включено в сечение жесткого процесса, смешивание различных типов событий очень упрощается, и выбор цепочек каналов распада производится непосредственно. Однако за это приходится платить. Все коэффициенты подавления, вычисленные при инициализации, относятся к резонансам с номинальными значениями масс. Например, коэффициент подавления для W вычисляется для номинальной массы W даже тогда, когда этот коэффициент позже используется при описании распада хиггса с энергией 120 ГэВ, где по крайней мере один W будет рождаться с массой ниже этого значения. Однако нам не известен ни один случай, где это приближение имело бы какие-нибудь серьезные нежелательные последствия.

Процедура взвешивания работает потому, что число резонансов, которое нужно получить прямо или при последующих распадах, может быть определено рекурсивным образом уже в начале. Это не сработает для частиц, которые могут получаться также на более поздних стадиях, типа развития партонного ливня или фрагментации. Например, D^0-мезоны могут рождаться и на поздних стадиях цепочки генерации события в неизвестном заранее количестве, так что нельзя ввести компенсирующие веса, например, при преобладании распадов только в $\pi^+\mathrm{K}^-$.

Нужно заметить, что этот коэффициент подавления не связан с описанием самой формы резонанса, где должна использоваться полная ширина резонанса. Эта ширина основывается на сумме всех возможных мод распада, а не только моделируемых. PYTHIA позволяет также изменять основной физический сценарий, например, включать распад Z^0 на нейтрино четвертого поколения.

Обычно вычисление коэффициентов подавления делается непосредственно. Однако для распадов на пару одинаковых по заряду или сопряженных резонансов типа $\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$ или $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ можно выбрать комбинации таким образом, что вес пары не факторизуется для весов продуктов каждого резонанса по отдельности. Чтобы быть точным, любому каналу распада можно присвоить семь различных кодов состояния:

- -1 : несуществующая мода распада, полностью выключенная и потому не представляющая для нас никакого интереса;
- 0 : существующий канал распада, который в данный момент выключен;
- 1 : включенный канал;
- 2 : канал, включенный для частиц, но выключенный для античастиц;
- 3 : канал, включенный для античастиц, но выключенный для частиц;
- 4 : канал, включенный для одного из двух резонансов;
- 5 : канал, включенный для другого из этих двух резонансов.

Опции 4 и 5 главным образом даны для описания состояния в $\mathrm{W^+W^-}$-паре, где один W распадается на адроны, а другой – на лептоны, которое, таким образом, описывает случаи, где $\mathrm{W^+}$ или $\mathrm{W^-}$ распадается на адроны.

Пренебрегая несуществующими каналами, можно считать, что каждый канал принадлежит одному из вышеуказанных классов. Если мы обозначим полную относительную вероятность распада по каналу типа i как r_i, то это преобразуется в требование $r_0 + r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 = 1$ (если некоторые каналы уже не имеют уменьшенный вес вследствие ограничений на последующие цепочки распада, и тогда сумма будет меньше единицы). Для одиночной частицы весовой коэффициент есть $r_1+r_2+r_4$, а для одиночной античастицы $r_1 + r_3 + r_4$. Для пары идентичных резонансов полный вес есть

$$(r_1 + r_2)^2 + 2(r_1 + r_2)(r_4 + r_5) + 2r_5r_4 \ , \tag{7.44}$$

а для пары резонанс–антирезонанс, соответственно,

$$(r_1 + r_2)(r_1 + r_3) + (2r_1 + r_2 + r_3)(r_4 + r_5) + 2r_5r_4 \ . \tag{7.45}$$

7.7 Процессы, не описывающиеся по теории возмущений

Небольшое количество процессов не может быть описано так, как это было сделано выше. Это те процессы, которые зависят от детальной адронной волновой функции и поэтому не могут быть вычислены строго по теории возмущений (хотя теория возмущений зачастую может обеспечивать общее руководство). Что прежде всего в связи с этим вспоминается – это упругое рассеяние, дифракционное рассеяние и события с минимальным отбором по порогу в адрон-адронных столкновениях, но такое описание может применяться также и для процессов γp- и $\gamma\gamma$-взаимодействий. Описание этих процессов весьма отличается по структуре по сравнению с другими процессами, как это объясняется далее. Модели для событий с отбором по порогу подробно обсуждаются в параграфе 11.2, к которому мы и отсылаем за дальнейшими подробностями по поводу этих процессов.

В адрон-адронных взаимодействиях полное адронное сечение σ_{tot} вычисляется как функция энергии в системе ЦМ с использованием параметризации Блока–Кайна [Blo85]. Тот же самый подход используется при вычислении сечения упругого рассеяния σ_{el}, в то время как сечения процессов одиночной и двойной дифракции σ_{sd} и σ_{dd} получаются с помощью анзаца Гольяноса [Gou83]. Остается только недифракционное, неупругое сечение σ_{nd} событий с минимальным отбором, то есть принимается, что

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{sd} + \sigma_{dd} + \sigma_{nd} \ . \tag{7.46}$$

Центральная дифракция до сих пор не включалась в рассмотрение.

Существующие параметризации в области высоких энергий применяются главным образом к pp- и $p\bar{p}$-взаимодействию. Для того чтобы иметь хоть какую-нибудь стартовую точку для других процессов, принимается, что все барионы имеют одни и те же сечения, и замена бариона пионом даст постоянный коэффициент 2/3. Ясно, что это не совсем правильно: нам уже известно, что барионы, которые содержат странные кварки, имеют меньшие сечения, чем не содержащие таковых. Если нужны и имеются под рукой лучшие параметризации, их можно просто включить в подпрограмму `PYXTOT`.

Для γp-событий, где фотон взаимодействует подобно адрону в смысле модели векторной доминантности, по умолчанию параметризация полного сечения принимается по Donnachie и Landshoff [Don92]. Сечение для упругого процесса $\gamma p \to \rho^0 p$ параметризуется как

$$\frac{\sigma_{el}(s)}{\sigma_{tot}(s)} = 0.058 \left(\frac{s}{1\,\text{Гэв}^2}\right)^{0.08} , \qquad (7.47)$$

на основании значений, предсказанных Schuler и Terron [Sch92]. Ввиду отсутствия любой другой информации сечение одиночной дифракции принимается равным упругому, а двойной дифракции – одной трети этого значения. Последнее следует из соотношения [Gou83]

$$\sigma_{dd} = \frac{\sigma^2_{sd(s)}}{3\sigma_{el}(s)} . \qquad (7.48)$$

Для процессов, указанных выше, нельзя использовать обычную стратегию смешивания событий. Прежде всего, так как известны их полные сечения, можно выбрать соответствующий процесс вначале, и этот выбор останется неизменным. Другими словами, если выбор кинематических переменных был неудачным, не будет осуществляться возврат и выбор нового процесса способом, используемым в параграфе 7.4.3. Во-вторых, невозможно наложение никаких ограничений на разрешенные входящие или выходящие ароматы: если не обеспечивается дополнительная информация, это будет делать весь сценарий плохо определенным. В-третьих, не рекомендуется смешивать генерацию этих процессов с любыми другими: обычно другие процессы имеют настолько малые сечения, что они в любом случае почти никогда не будут генерироваться. (Мы здесь исключаем случаи "исходных" и "наложенных" событий, где смешивание обеспечено и даже является центральной частью формализма, см., соответственно, 11.2 и 11.3.)

События упругого рассеяния, одиночной и двойной дифракции имеют одну и ту же общую структуру: передача импульса t от входящего адрона к выходящей системе (адрону или возбужденному состоянию) дается распределением

$$\exp(Bt + Ct^2) , \qquad (7.49)$$

где B – ядерный параметр наклона, C – параметр кривизны. Для упругого рассеяния B вычисляется с использованием параметризации Block и Cahn, а C находится по простой параболе, полученной фитированием значений при разных энергиях, рассчитанных Block и Cahn в модели Chou-Yang [Blo84], включая также значение $C \approx 5$ ГэВ$^{-4}$, измеренное на ISR. При больших энергиях значение C обычно положительно, то есть считается, что выражение выше не имеет смысла при значениях $|t|$, больших $B/2C$. В этой области необходимо использовать более полное описание, тогда как в текущей реализации принимается, что сечение здесь равно нулю. Следовательно, реализация в PYTHIA не должна рассматриваться как законченный генератор упругого рассеяния.

Для γp-взаимодействия ядерный параметр наклона параметризуется как

$$B = 9.2\,\text{Гэв}^{-2} + 0.5\,\text{Гэв}^{-2} \ln\left(0.25\,\text{Гэв}^{-2}\,\text{s}\right) , \qquad (7.50)$$

что является упрощенной версией формы, данной в ссылке [Sch92], а параметр кривизны C принимается равным нулю. Традиционно, в духе модели векторной доминантности, процесс $\gamma p \to \rho^0 p$ рассматривается как процесс упругого рассеяния.

Для дифракционного рассеяния распределение по t есть квадратный корень распределения для упругих событий, то есть B и C снова умножаются на коэффициент 1/2. Для каждой дифракционной системы вводится дополнительный коэффициент dM^2/M^2, дающий массу M возбужденного состояния. Первоначально две или три переменные t, M_1^2 и M_2^2 выбираются независимо друг от друга, в пределах всего разрешенного диапазона. Однако мультиплет переменных, которые оказываются внутренне кинематически связанными, отклоняется и генерируется новый в той же точке. Это приводит к небольшому сдвигу средней величины $|t|$ вперед и к подавлению хвостов распределений, отвечающих большим значениям масс, для дифракционных систем, которым нельзя пренебречь.

ρ^0, сформированный переходом $\gamma \to \rho^0$ в упругом или дифракционном рассеянии, обычно продольно поляризован, и поэтому принимается, что угловое распределение распада $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ пропорционально $\sin^2\theta$, где выделенная ось дается направлением движения ρ^0.

Принимается, что массовый спектр дифракционной системы начинается на 0.2 ГэВ выше массы входящей частицы, или на 0.2 ГэВ выше массы ρ^0 для входящего γ. Легкая дифракционная система, для которой разница между собственной массой и массой входящей частицы меньше 1 ГэВ, считается распадающейся изотропно в состояние с двумя частицами. Следовательно, одиночные резонансные дифракционные состояния типа Δ^+ считаются не сгенерированными точно, а описанными в среднем, размытом смысле.

Более массивная дифракционная система впоследствии обрабатывается как струна с квантовыми числами первоначального адрона. Так как точный характер "померона", которым обмениваются адроны, неизвестен, то включаются два варианта. В первом принимается, что померон связан с валентными кварками, так что струна натягивается прямо между взаимодействующим кварком и остатком в виде дикварка (антикварка) в дифракционном состоянии. Во втором варианте взаимодействие происходит с глюоном, и образуется "волосоподобная" конфигурация, в которой струна натягивается от кварка к глюону, а уж от него – к дикварку (антикварку).

Имеется экспериментальная поддержка для более сложных сценариев [Ing85], в которых померон имеет партонную подструктуру, что может приводить, например, к рождению струи с большим значением $p_\perp$ в рассеивающейся системе. Общий механизм, когда спектр померона наложен на померон-протонное жесткое ваимодействие, не доступен в PYTHIA[1]. Однако при рассмотрении события для фиксированного инвариантного значения энергии померон-протонной системы померон может представляться, скажем, пионом, и можно заменить стандартные пионные структурные функции и выражения для полного сечения на произвольную желаемую параметризацию для померона.

---

[1] В 1996 г. вышла в свет последняя версия программы POMPYT, написанная P.Bruni, A.Edin и G.Ingelman, использующая PYTHIA 5.7 и JETSET 7.4 и моделирующая события жесткого дифракционного рассеяния. В программу включены различные наборы структурных функций померона, полученных фитированием большого количества экспериментальных данных с DESY и Тэватрона в Фермилаб. Код программы и текстовый файл, содержащий описание ключей и управляющих опций, свободно можно взять по адресу:
http://www3.tsl.uu.se/thep/pompyt/ (*Прим. пер.*)

Глава 8

Физические процессы в PYTHIA

В этой главе мы перечислим физические процессы, которые доступны в Pythia, и введем ISUB-коды, которые могут использоваться для выбора желаемых процессов. Здесь же делается ряд комментариев относительно включаемых физических сценариев, в частности, касающихся исходных предположений и области их применимости. В конце главы приведен краткий обзор интересных процессов на ускорителях.

8.1 Схема классификации процессов

В Pythia содержится широкий выбор фундаментальных древесных $2 \to 1$ и $2 \to 2$ процессов стандартной модели (электрослабых и сильных), и обеспечивается доступ к большому количеству не представленных, однако имеющих интерес для исследований. Кроме того, включаются несколько процессов с минимальным отбором по порогу (подобно упругому рассеянию), петлевые и бокс-диаграммы, $2 \to 3$ древесные диаграммы и некоторое количество процессов за рамками стандартной модели. Классификация не всегда единственна. Процесс, который идет только через s-канальное состояние, классифицируется как $2 \to 1$ процесс (например, $q\bar{q} \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to e^+e^-$), но сечение $2 \to 2$ процесса вполне может содержать вклады от s-канальных диаграмм ($gg \to gg$ получает вклады от $gg \to g^* \to gg$). Также в программе $2 \to 1$ и $2 \to 2$ процессы иногда могут быть совмещены с двумя $1 \to 2$ переходами для формирования эффективного $2 \to 3$ или $2 \to 4$ процесса ($\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{H}^0$ совмещен с $q \to q''\mathrm{W}^+$ и $q'' \to q'''\mathrm{W}^-$ и дает результирующий процесс $qq'' \to q''q'''\mathrm{H}^0$).

Можно выбирать комбинацию моделируемых подпроцессов, а также впоследствии сохранять информацию о том, какой подпроцесс фактически выбирался в каждом событии. С этой целью все подпроцессы пронумерованы в соответствии с ISUB-кодами. Список возможных кодов дается в таблицах 8.1, 8.2, 8.3 и 8.4. Только процессы, отмеченные знаком "+" в первом столбце действительно представлены в программе в настоящее время. Хотя ISUB-коды первоначально разрабатывались с соблюдением логической структуры, мы должны признать, что последующие разработки программы привели к искажению этой структуры. Например, номера процессов для рождения хиггса вводятся снаружи, частично как следствие первоначальной классификации, частично потому, что одновременно с этими возможно существование и других механизмов образования, которые могут быть обнаружены в любом неисследованном сейчас секторе взаимодействий. Поэтому в будущем список некоторых подпроцессов должен быть реорганизован. В тематических описаниях таблиц, приведенных далее в тексте, представляющие интерес процессы повторяются в более логичном порядке. Если вы хотите найти какой-то конкретный процесс, то проще будет отыскать его там.

Таблица 8.1: Коды подпроцессов, часть 1. Первый столбец содержит знак "+" для представленных в программе процессов и пробел для тех, которые только предвидятся. Второй дает ISUB-код подпроцесса, а третий содержит описание процесса. Последний столбец дает ссылки на работы, из которых были взяты значения соответствующих сечений. Подробнее см. текст

	Код	Подпроцесс	Ссылка
		a) $2 \to 1$, древесный	
+	1	$f_i \bar{f}_i \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0$	[Eic84]
+	2	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{W}^+$	[Eic84]
+	3	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{H}^0$	[Eic84]
	4	$\gamma\mathrm{W}^+ \to \mathrm{W}^+$	
+	5	$\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{H}^0$	[Eic84, Cha85]
	6	$\mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+ \to \mathrm{W}^+$	
	7	$\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{Z}^0$	
+	8	$\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{H}^0$	[Eic84, Cha85]
		b) $2 \to 2$, древесный	
+	10	$f_i f_j \to f_i f_j$ (КЭД)	[Ing87b]
+	11	$f_i f_j \to f_i f_j$ (КХД)	[Com77, Ben84, Eic84]
+	12	$f_i \bar{f}_i \to f_k \bar{f}_k$	[Com77, Ben84, Eic84]
+	13	$f_i \bar{f}_i \to gg$	[Com77, Ben84]
+	14	$\bar{f}_i f_i \to g\gamma$	[Hal78, Ben84]
+	15	$\bar{f}_i f_i \to g\mathrm{Z}^0$	[Eic84]
+	16	$f_i \bar{f}_j \to g\mathrm{W}^+$	[Eic84]
	17	$f_i \bar{f}_i \to g\mathrm{H}^0$	
+	18	$f_i \bar{f}_i \to \gamma\gamma$	[Ber84]
+	19	$f_i \bar{f}_i \to \gamma\mathrm{Z}^0$	[Eic84]
+	20	$f_i \bar{f}_j \to \gamma\mathrm{W}^+$	[Eic84, Sam91]
	21	$f_i \bar{f}_i \to \gamma\mathrm{H}^0$	
+	22	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$	[Eic84, Gun86]
+	23	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+$	[Eic84, Gun86]
+	24	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0$	[Ber84]
+	25	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$	[Eic84, Gun86]
+	26	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{W}^+\mathrm{H}^0$	[Eic84]
	27	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{H}^0\mathrm{H}^0$	
+	28	$f_i g \to f_i g$	[Com77, Ben84]
+	29	$f_i g \to f_i \gamma$	[Hal78, Ben84]
+	30	$f_i g \to f_i \mathrm{Z}^0$	[Eic84]
+	31	$f_i g \to f_k \mathrm{W}^+$	[Eic84]
	32	$f_i g \to f_i \mathrm{H}^0$	
+	33	$f_i \gamma \to f_i g$	[Duk82]
+	34	$f_i \gamma \to f_i \gamma$	[Duk82]
+	35	$f_i \gamma \to f_i \mathrm{Z}^0$	[Gab86]
+	36	$f_i \gamma \to f_k \mathrm{W}^+$	[Gab86]
	37	$f_i \gamma \to f_i \mathrm{H}^0$	
	38	$f_i \mathrm{Z}^0 \to f_i g$	
	39	$f_i \mathrm{Z}^0 \to f_i \gamma$	
	40	$f_i \mathrm{Z}^0 \to f_i \mathrm{Z}^0$	

Таблица 8.2: Коды подпроцессов, часть 2

	Код	Подпроцесс	Ссылка
		б) 2 → 2, древесный (возможно)	
	41	$f_i \mathrm{Z}^0 \to f_k \mathrm{W}^+$	
	42	$f_i \mathrm{Z}^0 \to f_i \mathrm{H}^0$	
	43	$f_i \mathrm{W}^+ \to f_k g$	
	44	$f_i \mathrm{W}^+ \to f_k \gamma$	
	45	$f_i \mathrm{W}^+ \to f_k \mathrm{Z}^0$	
	46	$f_i \mathrm{W}^+ \to f_k \mathrm{W}^+$	
	47	$f_i \mathrm{W}^+ \to f_k \mathrm{H}^0$	
	48	$f_i \mathrm{H}^0 \to f_i g$	
	49	$f_i \mathrm{H}^0 \to f_i \gamma$	
	50	$f_i \mathrm{H}^0 \to f_i \mathrm{Z}^0$	
	51	$f_i \mathrm{H}^0 \to f_k \mathrm{W}^+$	
	52	$f_i \mathrm{H}^0 \to f_i \mathrm{H}^0$	
+	53	$gg \to f_k \bar{f}_k$	[Com77, Ben84]
+	54	$g\gamma \to \bar{f}_k f_k$	[Duk82]
	55	$g\mathrm{Z}^0 \to \bar{f}_k f_k$	
	56	$g\mathrm{W}^+ \to \bar{f}_l f_k$	
	57	$g\mathrm{H}^0 \to f_k \bar{f}_l$	
+	58	$\gamma\gamma \to \bar{f}_k f_k$	[Bar90]
	59	$\gamma\mathrm{Z}^0 \to \bar{f}_k f_k$	
	60	$\gamma\mathrm{W}^+ \to \bar{f}_l f_k$	
	61	$\gamma\mathrm{H}^0 \to \bar{f}_k f_k$	
	62	$\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0 \to \bar{f}_k f_k$	
	63	$\mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+ \to \bar{f}_l f_k$	
	64	$\mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0 \to \bar{f}_k f_k$	
	65	$\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \bar{f}_k f_k$	
	66	$\mathrm{W}^+\mathrm{H}^0 \to \bar{f}_l f_k$	
	67	$\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0 \to \bar{f}_k f_k$	
+	68	$gg \to gg$	[Com77, Ben84]
+	69	$\gamma\gamma \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$	[Kat83]
+	70	$\gamma\mathrm{W}^+ \to \mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+$	[Kun87]
+	71	$\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$ (продольный)	[Abb87]
+	72	$\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ (продольный)	[Abb87]
+	73	$\mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+ \to \mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+$ (продольный)	[Dob91]
	74	$\mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0 \to \mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0$	
	75	$\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \gamma\gamma$	
+	76	$\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$ (продольный)	[Ben87b]
+	77	$\mathrm{W}^+\mathrm{W}^\pm \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^\pm$ (продольный)	[Dun86, Bar90a]
	78	$\mathrm{W}^+\mathrm{H}^0 \to \mathrm{W}^+\mathrm{H}^0$	
	79	$\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0 \to \mathrm{H}^0\mathrm{H}^0$	

Таблица 8.3: Коды подпроцессов, часть 3

	Код	Подпроцесс	Ссылка
		в) $2 \to 2$, древесный, массивные кварки в конечном состоянии	
+	81	$\bar{f}_i f_i \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k$	[Com79]
+	82	$gg \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k$	[Com79]
+	83	$f_j q_i \to f_l \mathrm{Q}_k$	[Zer90]
+	84	$g\gamma \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k$	[Fon81]
+	85	$\gamma\gamma \to \overline{\mathrm{F}}_k \mathrm{F}_k$	[Bar90]
+	86	$gg \to \mathrm{J}/\psi g$	[Bai83]
+	87	$gg \to \chi_{0c} g$	[Gas87]
+	88	$gg \to \chi_{1c} g$	[Gas87]
+	89	$gg \to \chi_{2c} g$	[Gas87]
		г) процессы "minimum bias"	
+	91	упругое рассеяние	[Blo85]
+	92	одиночная дифракция	[Gou83, Blo85]
+	93	двойная дифракция	[Gou83, Blo85]
	94	центральная дифракция	
+	95	рождение с малым $p_\perp$	[Sjö87]
		д) $2 \to 1$, петля	
	101	$gg \to \mathrm{Z}^0$	
+	102	$gg \to \mathrm{H}^0$	[Eic84]
+	103	$\gamma\gamma \to \mathrm{H}^0$	[Dre89]
		е) $2 \to 2$, бокс-диаграмма	
+	111	$f_i \bar{f}_i \to g\mathrm{H}^0$	[Ell88]
+	112	$f_i g \to f_i \mathrm{H}^0$	[Ell88]
+	113	$gg \to g\mathrm{H}^0$	[Ell88]
+	114	$gg \to \gamma\gamma$	[Con71, Ber84, Dic88]
+	115	$gg \to \mathrm{g}\gamma$	[Con71, Ber84, Dic88]
	116	$gg \to \gamma\mathrm{Z}^0$	
	117	$gg \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$	
	118	$gg \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$	
	119	$\gamma\gamma \to gg$	
		ж) $2 \to 3$, древесный	
+	121	$gg \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k \mathrm{H}^0$	[Kun84]
+	122	$\bar{q}_i q_i \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k \mathrm{H}^0$	[Kun84]
+	123	$f_i f_j \to f_i f_j \mathrm{H}^0$ (ZZ слияние)	[Cah84]
+	124	$f_i f_j \to f_l f_k \mathrm{H}^0$ ($\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ слияние)	[Cah84]
+	131	$gg \to \mathrm{Z}^0 \mathrm{Q}_k \bar{\mathrm{Q}}_k$	[Eij90]

Таблица 8.4: Коды подпроцессов, часть 4

	Код	Подпроцесс	Ссылка
		з) процессы за рамками стандартной модели, $2 \to 1$	
+	141	$\bar{f}_i f_i \to \gamma/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$	[Alt89]
+	142	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{W}'^+$	[Alt89]
+	143	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{H}^+$	[Gun87]
+	144	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{R}$	[Ben85a]
+	145	$q_i \ell_j \to \mathrm{L_Q}$	[Wud86]
+	147	$dg \to d^*$	[Bau90]
+	148	$ug \to \mathrm{u}^*$	[Bau90]
+	149	$gg \to \eta_{techni}$	[Eic84, App92]
+	151	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{H}'^0$	[Eic84]
+	152	$gg \to \mathrm{H}'^0$	[Eic84]
+	153	$\gamma\gamma \to \mathrm{H}'^0$	[Dre89]
+	156	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{A}^0$	[Eic84]
+	157	$gg \to \mathrm{A}^0$	[Eic84]
+	158	$\gamma\gamma \to \mathrm{A}^0$	[Dre89]
		и) процессы за рамками стандартной модели, $2 \to 2$ и $2 \to 3$	
+	161	$f_i g \to f_k \mathrm{H}^+$	[Bar88]
+	162	$qg \to \ell \mathrm{L_Q}$	[Hew88]
+	163	$gg \to \mathrm{L_Q} \bar{\mathrm{L}}_\mathrm{Q}$	[Hew88, Eic84]
+	164	$\bar{q}_i q_i \to \mathrm{L_Q} \bar{\mathrm{L}}_\mathrm{Q}$	[Hew88]
+	165	$f_i \bar{f}_i \to f_k \bar{f}_k$ (через γ^*/Z^0)	[Eic84, Lan91]
+	166	$f_i \bar{f}_j \to f_k \bar{f}_l$ (через $\mathrm{W}^\pm$)	[Eic84, Lan91]
+	171	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{Z}^0 \mathrm{H}'^0$	[Eic84]
+	172	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{W}^+ \mathrm{H}'^0$	[Eic84]
+	173	$f_i f_j \to f_i f_j \mathrm{H}'^0$ (ZZ слияние)	[Cah84]
+	174	$f_i f_j \to f_l f_k \mathrm{H}'^0$ ($\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ слияние)	[Cah84]
+	176	$f_i \bar{f}_i \to \mathrm{Z}^0 \mathrm{A}^0$	[Eic84]
+	177	$f_i \bar{f}_j \to \mathrm{W}^+ \mathrm{A}^0$	[Eic84]
+	178	$f_i f_j \to f_i f_j \mathrm{A}^0$ (ZZ слияние)	[Cah84]
+	179	$f_i f_j \to f_l f_k \mathrm{A}^0$ ($\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ слияние)	[Cah84]
+	181	$gg \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k \mathrm{H}'^0$	[Kun84]
+	182	$\bar{q}_i q_i \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k \mathrm{H}'^0$	[Kun84]
+	186	$gg \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k \mathrm{A}^0$	[Kun84]
+	187	$\bar{q}_i q_i \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k \mathrm{A}^0$	[Kun84]

В дальнейшем, f_i обозначает фундаментальный фермион с ароматом i, то есть любой из u, d, c, s, t, b, l (фермион нижнего типа), h (фермион верхнего типа), e^- , ν_e, μ^-, ν_μ, τ^-, ν_τ, χ^- или ν_χ. Соответствующий антифермион обозначается $\bar{\mathrm{a}}_i$. В нескольких случаях некоторые классы фермионов явно исключаются, так как их аннигиляция не дает g или γ (например, не существует процесса $e^+e^- \to \mathrm{gg}$). Когда включаются процессы только для кварков, хотя лептоны также могут участвовать в этом процессе, используется обозначение q_i. Лептон обозначается как ℓ; в нескольких случаях так же обозначается и нейтрино. В процессах, где массы фермионов включаются в матричные элементы в явном виде, F используется для обозначения произвольного фермиона, и Q, соответственно, – кварка. Ароматы, существовавшие в начальном состоянии, обозначаются i и j, а появившиеся в конечном – k и l.

Для каждого отдельного включенного заряженного канала сопряженный по заряду канал также всегда считается включенным, и в процессах, включающих W^+, подразумевается также и W^-. Везде, где присутствует Z^0, считается, что также присутствуют интерференционные члены γ^* и γ^*/Z^0 (но при этом существует возможность их отключения по желанию пользователя). Практически, полная γ^*/Z^0-структура включается только в подпроцессы 1, 22 и 141; для других процессов в настоящее время Z^0 не содержит γ^*-вклада. Соответственно, Z'^0 обозначает полный набор $\gamma^*/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$ (или его подмножество). Таким образом, обозначение γ используется только для фотона на массовой поверхности.

В последних столбцах таблиц даны ссылки на работы, из которых были взяты формулы для сечений и пр. Иногда это ссылки на оригинальные работы по теме, иногда – только указатели места, где формулы даются в наиболее удобной или доступной форме. Просим извинить нас тех, кто также участвовал в вычислениях матричных элементов, но не был упомянут нами здесь. Однако просим вас не забывать, что это описание не является обзором по физическим процессам, а всего лишь дает читателям возможность узнать, что фактически содержится в программе. В некоторых случаях формулы были получены авторами. Кроме того, часто формулы, данные в литературе, были обобщены авторами для случаев включения тривиальных поправок на излучение, брейт-вигнеровских распределений с зависимостью ширины от $\hat{s}$ (см. параграф 7.3), и т.д.

Следующие разделы содержат некоторые полезные комментарии относительно процессов, представленных в программе, сгруппированные по физическим интересам, а не последовательно по ISUB- или `MSEL`-кодам (подробнее о `MSEL`-коде см. параграф 9.2). Даются различные коды ISUB и `MSEL`, которые могут использоваться при моделировании различных групп подпроцессов. ISUB-коды, данные в скобках, обозначают тип процессов, которые относятся к данной области физики не непосредственно, а только как часть более общего класса взаимодействий. Некоторые очевидные примеры, типа возможности генерировать струи для любого процесса, не описываются подробно.

В тексте время от времени упоминаются специальные ключи или параметры, которые имеют частные значения для каждого отдельного процесса. Все эти ключи подробно описаны в разделе 9.3 и упоминаются здесь только для того, чтобы дать более полный перечень возможностей, доступных для различных подпроцессов. Однако этот перечень, разумеется, не исчерпывается указанными ниже возможностями.

8.2 КХД-процессы

В этом разделе мы обсуждаем исключительно рассеяние цветных партонов – процесс типа $e^+e^- \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q}\bar{q}$ также традиционно называется КХД-событием, но в данном описании учитывается как рождение γ^*/Z^0.

8.2.1 Струи в КХД-процессах

`MSEL` = 1, 2

ISUB =

11	$q_i q_j \to q_i q_j$
12	$q_i \bar{q}_i \to q_k \bar{q}_k$
13	$q_i \bar{q}_i \to gg$
28	$q_i g \to q_i g$
53	$gg \to q_k \bar{q}_k$
68	$gg \to gg$

Сюда не включаются явно ни процессы более высоких порядков, ни какие бы то ни было петлевые поправки высших порядков к $2 \to 2$ процессам. Однако фактически при учете КХД-излучения в начальном и конечном состоянии, стартуя с вышеуказанных процессов, можно генерировать многоструйные события. Очевидно, что степень развития ливня (число ветвлений) для многоструйных событий не определяется для каждого события, особенно для хорошо выделяемых струй.

Основанная на струнной теории схема фрагментации типа лунд-модели приводит к необходимости вычисления сечений для различных цветовых потоков; такие вычисления были сделаны в [Ben84] и отличаются от обычных вычислений наличием интерференционных членов порядка $1/N_C^2$. По умолчанию эти члены не учитываются; однако они могут быть введены в рассмотрение при соответствующем изменении `MSTP(34)`. В этом случае интерференционные члены дают вклады для различных цветовых потоков в соответствии с полюсной структурой этих членов.

В качестве примера рассмотрим подпроцесс 28, $qg \to qg$. Полное сечение для этого процесса, полученное суммированием и возведением в квадрат фейнмановских $\hat{s}$-, $\hat{t}$-, и $\hat{u}$-канальных диаграмм, есть [Com77]

$$2\left(1 - \frac{\hat{u}\hat{s}}{\hat{t}^2}\right) - \frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right) - 1 \ . \tag{8.1}$$

(Общий коэффициент $\pi\alpha_s^2/\hat{s}^2$ опускается.) Используя тождество для мандельстамовских переменных в безмассовом случае, $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0$, это можно записать в виде:

$$\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right) \ . \tag{8.2}$$

С другой стороны, сечения для двух возможных цветовых потоков этого подпроцесса есть [Ben84]:

$$\begin{aligned} A: &\quad \frac{4}{9}\left(2\frac{\hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right) \ ; \\ B: &\quad \frac{4}{9}\left(2\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}}{\hat{u}}\right) \ . \end{aligned} \tag{8.3}$$

Цветовая конфигурация A отвечает случаю, когда исходный цветной q аннигилирует с антицветным g, испуская цветной g, и новая цветная-антицветная конфигурация возникает для q и g в конечном состоянии. В цветовой конфигурации B рассматриваются потоки антицветных глюонов, но не происходит обмена между цветными q и g. Обратите внимание, что эти две цветных конфигурации имеют различную кинематическую зависимость. Для `MSTP(34)=0` фактически используются выражения для сечений с учетом именно таких цветных конфигураций.

Сумма A и B вкладов равна

$$\frac{8}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}-\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}}+\frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right) . \tag{8.4}$$

Отличие этого выражения от данного в [Com77] заключается в наличии интерференции между двумя конфигурациями цветопотоков, которая описывается слагаемым

$$\frac{1}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2} , \tag{8.5}$$

и этот вклад может быть естественным образом разделен для цветовых потоков A и B:

$$\begin{aligned} A: &\quad \frac{1}{9}\frac{\hat{u}^2}{\hat{t}^2} ; \\ B: &\quad \frac{1}{9}\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2} . \end{aligned} \tag{8.6}$$

Тогда для `MSTP(34)=1` используется стандартное КХД-выражение для матричного элемента с учетом вкладов от двух цветовых конфигураций, как описано выше. Подобные процедуры присутствуют также и для других подпроцессов КХД.

Все матричные элементы в этой группе даны для безмассовых кварков (хотя кварки в конечном состоянии, разумеется, помещаются на массовую поверхность). Как следствие этого, сечения расходятся при $p_\perp \to 0$, и требуется какая-нибудь регуляризация. Обычно предполагается, что вы сами установите желаемое значение $p_{\perp min}$ в `CKIN(3)`.

Новый аромат, рожденный в аннигиляционном процессе (ISUB = 12 и 53), определяется разрешенными ароматами для процесса расщепления глюона в пару кварк–антикварк; см. ключ `MDME`.

8.2.2 Тяжелые ароматы

`MSEL` = 4, 5, 6, 7, 8
ISUB =
81 $\bar{q}_i q_i \to \overline{\mathrm{Q}}_k \mathrm{Q}_k$
82 $gg \to \overline{\mathrm{Q}}_k Q_k$

Выражения для матричных элементов в этой группе отличаются от соответствующих выражений в группе, рассмотренной выше, тем, что в них правильно учтены массы кварков. Как следствие, сечения конечны при $p_\perp \to 0$. Поэтому нет необходимости накладывать какие-нибудь специальные ограничения.

Два процесса, указанные здесь, являются доминирующими диаграммами самого низкого порядка в адронных столкновениях; несколько других диаграмм типа процесса 83, который важен для тяжелого топ-кварка, еще будут упоминаться позже.

Сгенерированный аромат определяется самым тяжелым ароматом, разрешенным для процесса расщепления глюона в пару кварк–антикварк; см. ключ `MDME`. Когда используется одна из опций `MSEL`, `MDME` автоматически устанавливается программой. Обратите внимание, что одновременно разрешено рождение только одного тяжелого аромата; если же включается больше одного аромата, то генерироваться будет только самый тяжелый (в отличие от случая ISUB = 12 и 53 выше, где одновременно было разрешено присутствие больше одного тяжелого аромата).

Процессы низшего порядка, указанные выше, дают только один источник рождения тяжелых ароматов. Тяжелые кварки также могут иметь структурные функции для значения Q^2, равного масштабу жесткого взаимодействия, что приводит к процессам типа

$\mathrm{Q}g \to \mathrm{Q}g$, так называемому возбуждению аромата, или к возникновению переходов для глюона $g \to \mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$ и развитию ливня в начальном или конечном состоянии. Фактически, поскольку энергия в системе ЦМ увеличивается, эти процессы становятся важнее процессов низшего порядка для рождения тяжелого аромата. В качестве примера, только 10% всех рождаемых b при энергиях LHC получается из процессов, описываемых диаграммами низшего порядка. Картина даже еще хуже для c-кварка, и только для t-кварка относительная вероятность рождения будет порядка или выше 50%. Поэтому при энергиях LHC/SSC специальные процессы, описанные в этом подразделе, представляют интерес только для топ-аромата (и, потенциально, – для кварков четвертого поколения); поправки более высоких порядков здесь могут быть учтены добавлением эффективного множителя K, за исключением, возможно, некоторых редких областей фазового пространства. Для c- и b-кварков, напротив, необходимо сначала смоделировать полную выборку событий (в пределах желаемых кинематических ограничений), и только после этого сохранять события рождения b/c из процессов низшего порядка, возбуждения аромата или расщепления глюона. Очевидно, что это предприятие может потребовать много времени: хотя вероятность для события с большим $p_\perp$ содержать (по крайней мере) одну c- или b-пару довольно велика, большинство тяжелых ароматов несут маленькую долю полного $p_\perp$ потока струй и поэтому не выживают из-за наличия обычных экспериментальных ограничений.

Кстати сказать, не только для диаграмм низшего порядка могут генерироваться события с гарантированным содержанием тяжелого аромата. Также можно генерировать процесс возбуждения аромата самостоятельно, в безмассовом приближении, используя ISUB = 28 и соответствующую установку массива `KFIN`. Однако не существует никаких трюков для того, чтобы вынудить глюон осуществлять переход в пару кварков без введения нежелательного отбора событий по порогу.

Сечение для пары тяжелых кварков вблизи порога может изменяться согласно формулам [Fad90], см. `MSTP(35)`. Пороговые эффекты из-за формирования связанного $\mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$-состояния учитываются как размытие, в среднем смысле. Тогда инвариантное сечение умножается на квадрат волновой функции начального состояния. В канале цветного синглета это дает усиление процесса:

$$|\Psi^{(s)}(0)|^2 = \frac{X_{(s)}}{1-\exp(-X_{(s)})}\ , \quad \text{где } X_{(s)} = \frac{4}{3}\frac{\pi\alpha_s}{\beta}\ , \tag{8.7}$$

тогда как в канале цветного октета имеется подавление процесса

$$|\Psi^{(8)}(0)|^2 = \frac{X_{(8)}}{\exp(-X_{(8)})-1}\ , \quad \text{где } X_{(8)} = \frac{1}{6}\frac{\pi\alpha_s}{\beta}\ . \tag{8.8}$$

Коэффициент α_s в этом выражении соотносится с масштабом энергии формирования связанного состояния и выбирается независимо из одного из стандартных сечений рождения. Присутствие порогового множителя влияет на полную скорость, а также на кинематические распределения.

Мы напоминаем, что тяжелые ароматы в текущей реализации фрагментируют прежде, чем распадаются. В частности, принимается, что формируются и впоследствии распадаются одни и те же топ-адроны. Для распределений событий это обычно приводит только к маргинальным эффектам. Однако есть одно следствие: когда некоторые каналы распада регламентируются соответствующими `MDME`-каналами, сечение жесткого процесса не изменяется, в отличие от случая стандартной обработки резонансов, см. параграф 7.6.2. Следовательно, вероятности рождения в заданных каналах должны быть выставлены вручную, чтобы получить правильную величину сечения.

8.2.3 J/ψ-частицы

ISUB =
86 $gg \to \mathrm{J}/\psi g$
87 $gg \to \chi_{0c} g$
88 $gg \to \chi_{1c} g$
89 $gg \to \chi_{2c} g$

Различают три основных источника рождения J/ψ.

1. Распад B-мезонов и барионов.
2. Развитие партонного ливня, когда c- и $\bar{c}$-кварки, рожденные в смежных переходах (например, $g \to gg \to c\bar{c}c\bar{c}$) выходят с настолько малой инвариантной массой, что пара коллапсирует в одну частицу.
3. Прямое рождение, где c-кварковая петля определяет константу связи между набором глюонов и связанным $c\bar{c}$-состоянием. Находящиеся выше состояния, типа χ_c, могут впоследствии распадаться в J/ψ.

В этом разделе даются основные процессы для третьего источника, предназначенные для приложений к адронным столкновениям в случае ненулевых поперечных импульсов — в пределе $p_\perp \to 0$ необходимо включить ряд $2 \to 1$ процессов и регуляризовать расходимости в $2 \to 2$ диаграммах выше. Содержательный обзор физики этих явлений можно найти в [Glo88] (заметим, однако, что выбор масштаба Q^2 там отличается от принятого в Pythia.

8.2.4 События с минимальным отбором (minimum bias)

`MSEL` = 1, 2
ISUB =
91 упругое рассеяние
92 одиночная дифракция
93 двойная дифракция
95 рождение с малым значением $p_\perp$

Эти процессы кратко обсуждаются в разделе 7.7. В настоящее время они главным образом используются в адронных взаимодействиях, хотя могут применяться также и в γp-взаимодействиях, в опции, где входящий фотон считается структурным, `MSTP(14)=1`. Расширение до $\gamma\gamma$-взаимодействия, однако, невозможно, т.к. невозможно изменять энергию фотона от события к событию, как это требуется для корректного моделирования фоторождения в ep-взаимодействиях.

Неопределенности исходят из ряда источников, например, из-за разной параметризации переменных в сечениях. Кроме того, моделирование значений переменной $\mathfrak{t}$ сделано довольно примитивно. В случае упругого рассеяния структура выбранной адронной системы может быть регуляризована с помощью `MSTP(101)`. До сих пор для событий упругого рассеяния струи с большими значениями $p_\perp$ не включались в рассмотрение.

Подпроцесс 95, события с малыми $p_\perp$, является в некотором роде уникальным в том смысле, что нельзя определить никакую физически обоснованную границу для величины $p_\perp$ в событии. Хотя КХД-процессы $2 \to 2$ с большими $p_\perp$ формально исключены, некоторые сгенерированные события могут быть классифицированы как принадлежащие к этой группе, со спектром $p_\perp$, соответствующим выборке событий с минимальным отбором. Только с опцией `MSTP(82)=0` подпроцесс 95 будет выдавать строго события с малыми $p_\perp$, которые, возможно, не будут сопоставимы с какими бы то ни было экспериментальными данными. Ряд опций существует для детализации структуры событий с малыми $p_\perp$, см., в частности, `MSTP(81)` и `MSTP(82)`. Дальнейшие подробности о модели с минимальным отбором см. в разделе 11.2.

8.3 Калибровочные бозоны электрослабого взаимодействия

В этом разделе рассматривается рождение и (или) обмен γ, Z^0 и $\mathrm{W}^{\pm}$ калибровочными бозонами, отдельно и в парах. Тему продольного рассеяния калибровочных бозонов при высоких энергиях рассмотрим позже, в разделе, касающемся хиггс-бозонов, так как присутствие или отсутствие хиггсов приводит к большим различиям.

8.3.1 Прямые фотоны

`MSEL` = 10
ISUB =
14 $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i \to g\gamma$
18 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \gamma\gamma$
29 $\mathrm{q}_i g \to \mathrm{q}_i\gamma$
114 $gg \to \gamma\gamma$
115 $gg \to \mathrm{g}\gamma$

При столкновениях адронов процессы ISUB = 14 и 29 являются главными источниками рождения одиночных γ, с ISUB = 115, дающим дополнительный вклад, который в некоторых кинематических областях может стать существенным. Для рождения γ-пар вклад от процесса ISUB = 18 часто подавлен вкладом ISUB = 114.

Другой источник прямых фотонов – тормозное излучение входящего или исходящего кварка.Этот процесс должен учитываться одновременно с партонными ливнями КХД. В процессе развития времениподобного партонного ливня, то есть в последней стадии ливнеобразования и в области начального состояния ливня излучение фотонов может быть включено с помощью `MSTJ(41)`. Фотонное излучение от пространственноподобных областей для входящих кварков здесь не включается, но этот эффект не должен иметь большого значения для рождения с приемлемо большими значениями $p_{\perp}$. Излучение входящего электрона включается в главное логарифмическое приближение.

Предупреждение: сечения взаимодействия для значений ISUB = 114 и 115 (см. выше) станут очень сложными, медленно вычисляемыми и неустойчивыми, если включить полную массовую зависимость для кварков. Поэтому для масс кварков много ниже масштаба $\hat{s}$ использование упрощенных безмассовых выражений дает довольно точное приближение. Однако имеется другой набор допустимых численных соотношений между различными членами в массивных матричных элементах в области рассеяния на малые углы. Связанные с этим явлением проблемы до сих пор не рассматривались. Имеются, следовательно, два возможных решения. Первое: везде использовать безмассовые формулы. Программа тогда становится быстрее, а численное выражение – устойчивым, но тогда оно не дает характерного провала (обусловленного деструктивной интерференцией) на верхнем пороге. В этой процедуре по умолчанию текущее число ароматов равно пяти, но его можно изменять, используя `MSTP(38)`. Другая возможность состоит в том, чтобы отбрасывать значения угла рассеяния для жесткого процесса, см. `CKIN(27)` и `CKIN(28)`, так как численная неустойчивость начинается в области, где $|\cos\hat{\theta}|$ близок к единице. При этом также необходимо изменить значение `MSTP(38)` на 0.

8.3.2 Фоторождение и $\gamma\gamma$-физика

`MSEL` = 4, 5, 6, 7, 8
ISUB =
33 $\mathrm{q}_i\gamma \to \mathrm{q}_i g$
34 $\mathrm{f}_i\gamma \to \mathrm{f}_i\gamma$
54 $g\gamma \to \mathrm{q}_k\overline{\mathrm{q}}_k$
58 $\gamma\gamma \to \mathrm{f}_k\overline{\mathrm{f}}_k$
84 $g\gamma \to \mathrm{Q}_k\overline{\mathrm{Q}}_k$
85 $\gamma\gamma \to \mathrm{F}_k\overline{\mathrm{F}}_k$

Почти реальный фотон имеет как точечно-подобную часть (бесструктурный фотон), так и адроноподобную. Это значит, что можно выделить несколько классов процессов.

1. Процессы, перечисленные выше, возможны, когда фотон взаимодействует как точечная частица, т.е. ведет себя подобно кварку или лептону.
2. Когда фотон действует подобно адрону, т.е. считается имеющим партонную структуру, возможны партон-партонные взаимодействия с большими значениями $p_\perp$, уже описанные в параграфах 8.2.1 и 8.3.1.
3. Адроноподобный фотон может также порождать эквивалент процессов с минимальным отбором параграфа 8.2.4. Эти последние процессы до сих пор выполнялись только для γp-взаимодействия, но не для $\gamma\gamma$. Простой заменой можно использовать опцию π^0-пучка, в приближении, что π^0 – то же самое, что ρ^0, и то же самое, что фотон в модели векторной доминантности. Чтобы избежать двойного учета процесса пункта 2, см. выше, необходимо использовать `MSTP(82)=2`; дополнительно рекомендуется положить `MSTP(92)=` 2 или 3.

Процессы пунктов 1 и 2 могут моделироваться как с фотонным пучком, так и с электронным. Для фотонного пучка необходимо использовать опцию `MSTP(14)`, чтобы ”переключаться” между точечно-подобным и структурным фотоном, т.к. невозможно моделировать два набора процессов одинаковым способом. Электрон по умолчанию не содержит фотонов. Следовательно, необходимо положить `MSTP(11)=1`; кроме того, должен использоваться ключ `MSTP(12)=1` для того, чтобы получить кварк-глюонные структурные функции для фотона. Для электрона два вида процессов могут генерироваться вместе, в отличие от фотона. Обратите внимание на то, что подпроцесс 34 содержит как рассеяние электрона на фотоне, так и рассеяние кварка (внутри фотона в структурном электроне) на фотоне; процесс может быть включен с помощью массива `KFIN`.

В настоящее время невозможно описать адрон с каким-либо внутренним содержанием фотонов. Поэтому ни один из процессов адрон-адронных столкновений не соответствует в точности действительности. В ep-столкновениях электрон может испускать почти реальный фотон, который может взаимодействовать точечно или быть структурным. В e^+e^--столкновениях возможны точечные (бесструктурные) процессы либо процессы, содержащие одну или две адронные петли.

Процесс 54 генерирует смесь кварковых ароматов; допустимые ароматы распределяются исходя из значений `MDME values` для глюона. Процесс 58 может генерировать и кварковые, и лептонные пары согласно значению `MDME` для фотона. Процессы 84 и 85 включают варианты этих матричных элементов с учетом фермионных масс, но здесь может одновременно генерироваться только один аромат. Этот аромат является самым ”тяжелым” из разрешенных для глюона и фотона, соответственно. Так как лептонные KF-коды идут после кварковых, они считаются ”тяжелее” (если они разрешены), и идут первыми по старшинству.

8.3.3 Глубоконеупругое рассеяние

`MSEL` = 1, 2, 35, 36, 37, 38
ISUB =
10 $\mathrm{f}_i\mathrm{f}_j \to \mathrm{f}_k\mathrm{f}_l$
83 $\mathrm{q}_i\mathrm{f}_j \to \mathrm{Q}_k\mathrm{f}_l$

Процессы глубоконеупругого рассеяния, то есть t-канальный обмен калибровочными бозонами электрослабого взаимодействия, традиционно связываются с взаимодействиями между лептонами или нейтрино и адронами, но процессы 10 и 83 могут столь же успешно применяться и для qq-рассеяния в адронных столкновениях (с сечением, значительно меньшим, чем для соответствующих КХД-процессов). В применении к входящим e^+e^--пучкам, процесс 10 соответствует Bhabha-рассеянию.

Для процесса 10 учитываются вклады от обменов γ, Z^0 и $\mathrm{W}^\pm$, включая интерференцию между γ и Z^0. Может использоваться ключ `MSTP(21)`, если есть желание ограничиться только некоторыми из вкладов, например, только нейтральным или заряженным током.

В принципе, x – переменная глубоконеупругого рассеяния – точно соответствует величине x в `PARI(33)` или `PARI(34)`, от которой зависел входящий адрон, т.к. $Q^2 = -\hat{t} =$ `-PARI(15)`. Однако так как излучение в начальном и конечном состоянии может сдвигать импульсы струй, оно может изменять и импульс рассеянного лептона. Следовательно, значения переменных x и Q^2 не сохраняются. В `MSTP(23)` существует опция, дающая "обратную эволюцию события" так, чтобы сохранялись x и Q^2, но эта опция еще очень примитивна и не должна восприниматься слишком буквально.

Процесс 83 – эквивалент процесса 10 только для обмена $\mathrm{W}^\pm$, но с включенной в матричный элемент массой тяжелого кварка. В адронных столкновениях это главным образом представляет интерес при рождении очень тяжелого аромата, где возможность рождения только одного тяжелого кварка, а не пары преобладает по кинематическим соображениям.

8.3.4 Рождение одиночных W/Z

`MSEL` = 11, 12, 13, 14, 15, (21)
ISUB =
1 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0$
2 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \mathrm{W}^+$
15 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to g\mathrm{Z}^0$
16 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to g\mathrm{W}^+$
19 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \gamma\mathrm{Z}^0$
20 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \gamma\mathrm{W}^+$
30 $\mathrm{f}_i g \to \mathrm{f}_i\mathrm{Z}^0$
31 $\mathrm{f}_i g \to \mathrm{f}_k\mathrm{W}^+$
35 $\mathrm{f}_i\gamma \to \mathrm{f}_i\mathrm{Z}^0$
36 $\mathrm{f}_i\gamma \to \mathrm{f}_k\mathrm{W}^+$
131 $gg \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Q}_k\overline{\mathrm{Q}}_k$
(141) $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \gamma/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$

Эта группа состоит из процессов 2 → 1, то есть рождения одиночного резонанса, и из процессов 2 → 2 (резонанс получил отдачу от струи или фотона). Приведенный здесь же процесс 141 рассматривается далее в другом месте.

Если включить ливень в начальном состоянии, то процессы 2 → 1 генерируют дополнительные струи; следовательно, чтобы избежать двойного учета, соответствующие 2 → 2 процессы не должны включаться. Основным правилом является использование 2 → 1 процессов для инклюзивного рождения W/Z, то есть там, где объем анализируемых событий имеет значение $p_\perp \leq m_{\mathrm{W/Z}}$, (где, как ожидается, партонный ливень "сослужит хорошую службу"). В случае специальных исследований рождения W/Z при больших значениях поперечных импульсов наличие партонных ливней приводит к невозможности оценить число событий. В этом случае лучше начинать с матричных элементов $2 \to 2$ процессов и потом добавлять партонные ливни. Однако матричные элементы $2 \to 2$ процессов расходятся для $p_\perp \to 0$, и поэтому нельзя использовать область малых значений поперечных импульсов, иначе можно получить нефизические значения сечений. Проблема двойного учета возникает не только в процессах рождения W/Z в адронных столкновениях, но также и в процессе, подобном $e^+e^- \to \mathrm{Z}^0\gamma$, который, очевидно, является частью поправки на излучение в начальном состоянии к процессу $e^+e^- \to \mathrm{Z}^0$, полученной для `MSTP(11)=1`. Подобно рождению Z совместно с адронными струями, процесс $2 \to 2$ должен использоваться только для области больших значений поперечных импульсов.

Подпроцесс 1 рождения Z^0 включает полную интерференционную структуру γ^*/Z^0; с помощью `MSTP(43)` вы можете выбрать рождение только γ^*, только Z^0 или полностью γ^*/Z^0. Это же верно и для Z'^0-подпроцесса 141; с помощью `MSTP(44)` может быть выбрана любая комбинация γ^*, Z^0 и Z'^0. Таким образом, подпроцесс 141 с `MSTP(44)=4`, по существу, эквивалентен подпроцессу 1 с `MSTP(43)=3`; однако процесс 141 включает в себя также и возможность распада через хиггс-бозоны. Z^0, который появляется в процессах 15, 30 и 1316, в настоящее время не содержит вклада от γ^*.

Обратите внимание, что процесс 1 с единственно разрешенным каналом $\mathrm{q\overline{q}} \to \gamma^* \to \ell^+\ell^-$, изучаемый в области существенно ниже массы Z^0, традиционно называется процессом Дрелла–Яна. Этот последний процесс, следовательно, не появляется под отдельным заголовком, но может быть получен подходящей установкой ключей и параметров.

Процесс, подобный $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \gamma\mathrm{W}^+$, содержит ограничение, что γ испускается в начальном состоянии, в то время как возможность излучения в конечном состоянии от продуктов распада W^+ явно не включается (но может быть получена неявно с помощью механизма партонных ливней), и, кроме того, никак не представлены различные условия интерференции. Следовательно, необходимы некоторые предосторожности при использовании; см. также описание в параграфе 8.3.5 аналогичной ситуации для процесса рождения пар.

Для $2 \to 1$ процессов моделирование брейт-вигнеровского пика должно включать в себя $\hat{s}$-зависимость ширины распределения, которая обеспечит улучшенное описание формы распределения. Фактически, с точки зрения формы распределения, процесс 1 должен обеспечивать более точное моделирование событий e^+e^--аннигиляции, чем специальная e^+e^--схема рождения в JETSET (см. раздел 6.1). Однако вероятно, что для фотонов, рожденных в ливне в начальном состоянии, распределение по $p_\perp$ все же лучше моделируется с помощью подпрограмм JETSET. Другое различие заключается в том, что JETSET позволяет только рождение $\gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q\overline{q}}$, в то время как процесс 1 содержит дополнительно каналы $\gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \ell^+\ell^-$ и $\gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \nu\overline{\nu}$. Генерация партонных ливней и описание фрагментации одинаковы в обеих программах, но PYTHIA не работает непосредственно с матричными элементами первого и второго порядков, подобно JETSET.

Почти все процессы в этой группе имеют правильные угловые распределения для последующих распадов $\mathrm{W/Z} \to \mathrm{f\overline{f}}$. Исключение – процесс 36, где в настоящее время распады W принимаются изотропными. Процесс $e^+e^- \to \mathrm{e^+e^-Z^0}$ может моделироваться двумя различными способами. Первый способ заключается в использовании структурных функций морских кварков внутри e, то есть рассматривается схема $\mathrm{e} \to \gamma \to \mathrm{e}$. Это можно реализовать, наряду с обычным рождением Z^0, используя подпроцесс 1 с `MSTP(11)=1` и `MSTP(12)=1`. Тогда вклад порядка или выше 5.0 пб для энергии e^+e^--столкновения 500

ГэВ сравним с правильным значением 6.2 пб [Hag91]. В качестве альтернативы можно использовать процесс 35 с `MSTP(11)=1` и `MSTP(12)=0`.

Чтобы охватить особенность в направлении вперед, регуляризуемую значением массы электрона, необходимо установить `CKIN(3)=CKIN(5)=0.01` – использование меньших значений будет только замедлять выполнение программы, незначительно увеличивая сечение. При этом получим для сечения значение 5.1 пб, которое опять-таки на 20% ниже правильного, но т.к. здесь генерируется распределение $p_\perp$ для Z^0, то этот вариант предпочтительнее.

В процессе 36, $\mathrm{f}\gamma \to \mathrm{f}'\mathrm{W}^{\pm}$, могут возникнуть соответствующие проблемы; ожидается, что для e^+e^--рассеяния вперед амплитуда процесса $\mathrm{e}\gamma \to \nu\mathrm{W}$ становится равной нулю (нулевое излучение), а это значит, что дифференциальное сечение взаимодействия равно нулю при $p_\perp \to 0$. Следовательно, можно использовать значения по умолчанию для `CKIN(3)` и `CKIN(5)` в e^+e^--рассеянии и получить величину сечения, близкую к правильной.

Единственный истинный процесс $2 \to 3$ также включается в этот класс ($gg \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$ с полными матричными элементами, содержащими массы). Более сложные выражения для фазового объема и для матричных элементов делают этот процесс чрезвычайно медленным. Если выбрать аромат кварка равным b, можно получить важный фон в исследованиях в мультиплетном канале при значениях энергии взаимодействия порядка массы хиггс-бозона. Значения кварковых ароматов хранятся в `KFPR(131,2)`; по умолчанию 5 = b. Кинематика процесса представлена в терминах распада Z^0 в $\mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$-систему, и могут использоваться все обычные кинематические ограничения для процессов $2 \to 2$, включая `CKIN(43)` и `CKIN(44)` для ограничения диапазона значений инвариантной массы $\mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$-системы. Кроме того, только для этого процесса могут использоваться ключи `CKIN(51) - CKIN(54)` при установке диапазона значений $p_\perp$ двух кварков; также ожидается, что для Z^0 значения устанавливаются в `CKIN(3) - CKIN(4)`. Так как нет процедуры оптимизации при исследовании полного многомерного фазового пространства, допустимого в этом процессе, максимальный уровень ошибок может быть весьма большим. В этом случае полезно сделать предварительное моделирование, оценить общую величину ошибки и использовать опцию `MSTP(121)=1` в основном процессе вычислений.

8.3.5 Парное рождение W/Z

MSEL = 15
ISUB =
22 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to (\gamma^*/\mathrm{Z}^0)(\gamma^*/\mathrm{Z}^0)$
23 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+$
25 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$
69 $\gamma\gamma \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$
70 $\gamma\mathrm{W}^+ \to \mathrm{Z}^0\mathrm{W}^+$

В этом разделе мы в основном рассматрим рождение пар W/Z в результате фермион-антифермионной аннигиляции, но включим также два процесса, в которых в качестве начальных частиц выступают пучки γ/W. Рассеяние двух калибровочных бозонов, то есть процессы типа $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$, так существенно зависит от принятого сценария включения хиггс-бозонов, что этот случай рассматривается отдельно в параграфе 8.4.2.

Для всех процессов, приведенных выше, сечения взаимодействия получены в приближении узкого пика, но за счет включения в брейт-вигнеровскую ширину зависимости от массы полная ширина пика увеличивается. Однако необходимо помнить, что другие каналы реакции, не включенные в это рассмотрение, могут давать свой вклад в областях, далеких от массы W/Z. Эта проблема особенно важна, если в конечном четырехфермионном состоянии несколько ароматов совпадают. Рассмотрим, например, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\nu_\mu\overline{\nu}_\mu$. Такое конечное состояние будет содержать вклады не только из области промежуточных значений $\mathrm{Z^0Z^0}$ и $\mathrm{W^+W^-}$, но также, например, и из процессов типа $e^+e^- \to \mathrm{Z^0} \to \mu^+\mu^-$, развивающихся далее по схеме $\mu^+ \to \mu^+\mathrm{Z^0} \to \mu^+\nu_\mu\overline{\nu}_\mu$ или $\mu^+ \to \overline{\nu}_\mu\mathrm{W^+} \to \overline{\nu}_\mu\mu^+\nu_\mu$. Кроме того, нужно рассмотреть все варианты интерференции. Так как это не выполнено, пользователю при выборе интересующей его области необходимо самому решать, какие эффекты не представляют интереса и какими вкладами можно пренебречь. Очень часто, например, хотят получить массу пары лептонов на выходе, близкую к m_Z, в таком случае ряд других возможных процессов несуществен.

Среди процессов, перечисленных выше, первый имеет полную $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to (\gamma^*/\mathrm{Z^0})(\gamma^*/\mathrm{Z^0})$ структуру и получен прямым обобщением формул в работе [Gun86] (выполненным автором). Конечно, вероятность существенности вкладов от нерассматриваемых процессов увеличивается, в частности, если γ^* – очень легкий, и есть возможность тормозного излучения фотона. Можно использовать `MSTP(43)`, чтобы восстановить событие $\mathrm{Z^0}$ "в чистом виде", то есть только $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \mathrm{Z^0Z^0}$. В процессах 23 и 70 рассматривается только вклад $\mathrm{Z^0}$.

Полные угловые корреляции включаются для первых трех процессов, то есть в резонансный распад включается полный $2 \to 2 \to 4$ матричный элемент, и учитывается $\gamma^*/\mathrm{Z^0}$-интерференция в процессе 22. В последних двух процессах в настоящее время не сохраняется никакой информации о спине, то есть W/Z-бозоны распадаются изотропно.

Мы напоминаем вам, что диапазон масс двух резонансов может устанавливаться с помощью параметров `CKIN(41) - CKIN(44)`; это особенно удобно, например, если нужно выбрать один резонанс почти на массовой поверхности, а другой – нет.

8.4 Рождение хиггсов

Изрядная часть всех процессов в Pythia зависит от рождения хиггсов в той или иной форме. Множественность ситуаций обусловлена потребностью рассматривать рождение в результате нескольких различных процессов, в зависимости от массы хиггса и типа установки. Более того, программа содержит полный сценарий рождения двух мультиплетов хиггсов, как предложено, например, в минимальном суперсимметричном расширении стандартной модели (МССМ). Дальнейшее обсуждение разбито, несколько произвольно, на небольшое количество различных сценариев.

8.4.1 Легкие хиггсы стандартной модели

`MSEL` = 16, 17, 18
ISUB =

3 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \mathrm{H}^0$
24 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0$
26 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \mathrm{W}^+\mathrm{H}^0$
102 $gg \to \mathrm{H}^0$
103 $\gamma\gamma \to \mathrm{H}^0$
111 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to g\mathrm{H}^0$
112 $\mathrm{f}_i g \to \mathrm{f}_i\mathrm{H}^0$
113 $gg \to g\mathrm{H}^0$
121 $gg \to \mathrm{Q}_k\overline{\mathrm{Q}}_k\mathrm{H}^0$
122 $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i \to \mathrm{Q}_k\overline{\mathrm{Q}}_k\mathrm{H}^0$
123 $\mathrm{f}_i\mathrm{f}_j \to \mathrm{f}_i\mathrm{f}_j\mathrm{H}^0$ ($\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$-слияние)
124 $\mathrm{f}_i\mathrm{f}_j \to \mathrm{f}_k\mathrm{f}_l\mathrm{H}^0$ ($\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-слияние)

В этом параграфе мы обсуждаем рождение достаточно легких хиггсов с массой примерно 700 ГэВ или ниже, так что что приближение малой ширины является хорошим. Ниже 400 ГэВ, конечно, не будет никаких проблем, но выше приближение малой ширины (узкого пика) постепенно перестает работать.

Основные процессы рождения в адронных столкновениях – 102, 123 и 124, то есть gg-, $\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$- и $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-слияние. В последних двух процессах необходимо также учесть излучение пространственноподобных W/Z-бозонов из кварков, которое в итоге дает процессы $2 \to 3$, разобранные выше.

Далее, процессы, имеющие меньшие сечения взаимодействия, могут представлять интерес из-за более простых сигналов (простоты идентификации события). Например, процессы 24 и 26 генерируют Z или W вместе с H^0. Процессы 3, 121 и 122 генерируют тяжелые ароматы.

Процесс 3 содержит вклады от всех ароматов, но он полностью подавлен подпроцессом $\mathrm{t}\overline{\mathrm{t}} \to \mathrm{H}^0$ из-за вклада от структурной функции морских топ-кварков. Этот процесс хорошо известен и используется для оценки сечения рождения хиггсов, после чего результат можно сравнить со значением сечения, полученным более тщательными вычислениями, основанными на подпроцессе $\mathrm{gg} \to \mathrm{t}\overline{\mathrm{t}}\mathrm{H}^0$ (121). Различие между этими двумя случаями заключается в том, что в процессе 3 t и $\overline{\mathrm{t}}$ добавляются как ливень в начальном состоянии, в то время как в 121 используется полный матричный элемент. Платой за точность вычислений является медленная по сравнению с другими процессами работа программы (из-за сложности вычисления многомерного фазового объема в процессе 121). Следовательно, надо дважды подумать, прежде чем использовать этот процесс. Как обычно, если включить и 3, и 121, будет двойной учет событий. Процесс 122 по структуре подобен 121, но менее важен.

Подпроцесс типа 113 с хиггсом, получающим отдачу от струи глюонов, также эффективно генерируется с помощью подпроцесса 102 с необходимыми поправками в начальном состоянии; таким образом, чтобы избежать двойного учета как для случая рождения $\mathrm{Z}^0/\mathrm{W}^+$, параграф 8.3.4, эти подпроцессы не должны включаться одновременно. Процесс 102 должен использоваться исключительно для рождения хиггсов, а 111–113 – для анализа выборки хиггсов с большими значениями поперечного импульса.

При e^+e^--аннигиляции совместное рождение H^0 и Z^0 (подпроцесс 24) обычно доминирует вблизи порога, в то время как $\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$- и $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$-слияние (процессы 123 и 124) преобладают при высоких энергиях. Процесс 103, $\gamma\gamma$-слияние, может представлять интерес, в частности, когда возможно тормозное излучение и обратное рассеяние фотона.

Выход хиггсов очень сильно зависит от массы. В принципе, для правильности вычислений программа дает возможность устанавливать значение фактической массы хиггса, а не только номинальное значение. Однако иногда могут быть важными поправки высших порядков, а они не полностью однозначны, см., например, `MSTP(37)`.

Так как хиггс есть частица со спином 0, то распад изотропный. В процессах распада типа $H^0 \to W^+W^- \to$ (4 фермиона) включаются угловые корреляции. В процессах 24 и 26 для распадов Z^0 и $W^\pm$ угловые распределения также включены должным образом.

8.4.2 Тяжелые хиггсы стандартной модели

ISUB =
5 $Z^0Z^0 \to H^0$
8 $W^+W^- \to H^0$
71 $Z^0Z^0 \to Z^0Z^0$ (продольные)
72 $Z^0Z^0 \to W^+W^-$ (продольные)
73 $Z^0W^+ \to Z^0W^+$ (продольные)
76 $W^+W^- \to Z^0Z^0$ (продольные)
77 $W^+W^\pm \to W^+W^\pm$ (продольные)

Процессы 5 и 8 – простая $2 \to 1$ версия процессов, доступных теперь в 123 и 124 с полной $2 \to 3$ кинематикой. Для малых значений массы хиггса процессы 5 и 8 дают неверные величины сечений и не должны использоваться, в то время как при исследовании рождения тяжелых хиггсов получается хорошее согласие между $2 \to 1$ и $2 \to 3$ сечениями.

Подпроцессы 5 и 8, $VV \to H^0$, ответственные за вклад в процессы $VV \to V'V'$, дают плохое поведение сечений при высоких энергиях. Здесь V обозначает продольный промежуточный калибровочный бозон, Z^0 или $W^\pm$. Эту ситуацию можно исправить только включением всех $VV \to V'V'$ диаграмм, как это сделано в подпроцессах 71, 72, 73, 76 и 77. В частности, подпроцессы 5 и 8 дают фиктивный выброс в массовом распределении хиггсов в области больших масс. Однако если этот хвост отбросить, то получится очень хорошее согласие только между s-канальными диаграммами (подпроцессы 5 и 8) и полным набором диаграмм (подпроцессы 71 и т.д.): для номинального значения массы хиггса 300 (800) ГэВ отбрасывание значений выше 600 (1200) ГэВ сохраняет 95% (84%) полного сечения и отличается от точного вычисления только на 2% (11%) (числа для энергий SSC). В связи с этим, следовательно, нет никакой необходимости использовать подпроцессы 71 и т.д., когда вполне можно использовать подпроцессы 5 и 8.

Для подпроцесса 77 существует опция, см. `MSTP(45)`, позволяющая выбирать комбинацию зарядов рассеивающихся W: одинаковый или противоположный знак заряда (соответствующий знаку хиггса по умолчанию).

Процесс 77 содержит расходимость при $p_\perp \to 0$ из-за вкладов от γ-обменов. Это приводит к фиктивной расходимости полного сечения, так как приближение простой структурной функции не применимо к рассеянию продольного W в этом пределе. Для этого процесса, следовательно, необходимо ввести ограничение, например, $p_\perp > m_W$.

Для подпроцессов 71, 72, 76 и 77 включена опция `MSTP(46)`, чтобы пользователь мог выбрать только s-канальную диаграмму; тогда это будет, по существу, эквивалент подпроцесса 5 или 8 с соответствующими распадными каналами (то есть Z^0Z^0 или W^+W^-), установленными с помощью `MDME`. Различие заключается в том, что брейт-вигнеровский резонанс в подпроцессах 5 и 8 содержит зависимость ширины от массы, в то время как ширина в подпроцессах 71 - 77 вычисляется с номинальным значением массы хиггса; а также поправки более высокого порядка к ширинам более точно обрабатываются в подпроцессах 5 и 8. Далее, в подпроцессах 71 - 77 принимается, что входящий W/Z был на массовой поверхности, с соответствующими кинематическими множителями, в то время как в процессах 5 и 8 W/Z – пространственноподобный. Все это приводит к различию в значениях сечений в 1.5 раза.

В отсутствие хиггса сектор рассеяния продольных Z и W станет сильновзаимодействующим при энергиях выше 1 ТэВ. Модели, предложенные Dobado, Herrero и Terron [Dob91], которые описывают этот раздел физики, включены как альтернативные матричные элементы для подпроцессов 71, 72, 73, 76 и 77 и выбираются в `MSTP(46)`. С точки зрения общей схемы классификации подпроцессов, этот вид моделей должен, соответственно, включаться как отдельные подпроцессы с кодами больше 100, но использование альтернативных матричных элементов позволяет более эффективное многократное использование существующего кода.

При соответствующем выборе параметров также можно моделировать рождение техни-ρ.

В настоящее время в программу не включено рассеяние поперечных калибровочных бозонов, а также смешанное поперечно-продольное рассеяние. Как ожидается, эти виды рассеяния будут менее важными при высоких энергиях и не будут содержать H^0-резонансный пик, однако не следует надеяться, что эти вклады будут совершенно незначительны по величине.

Эмпирическое правило: процессы 71 - 77 не должны использоваться для значений инвариантной массы VV ниже 500 ГэВ.

Продукты распада продольного калибровочного бозона содержат правильные угловые распределения.

8.4.3 Расширенный сектор нейтральных хиггсов

`MSEL` = 19

ISUB =

H^0	H'^0	A^0	
3	151	156	$f_i\bar{f}_i \to X$
102	152	157	$gg \to X$
103	153	158	$\gamma\gamma \to X$
24	171	176	$f_i\bar{f}_i \to Z^0X$
26	172	177	$f_i\bar{f}_j \to W^+X$
123	173	178	$f_if_j \to f_if_jX$ (ZZ слияние)
124	174	179	$f_if_j \to f_kf_lX$ (W^+W^- слияние)
121	181	186	$gg \to Q_k\bar{Q}_kX$
122	182	187	$q_i\bar{q}_i \to Q_k\bar{Q}_kX$

ISUB =

(141) $f_i\bar{f}_i \to \gamma/Z^0/Z'^0$

В Pythia содержится сценарий рождения двух дублетов хиггсов: две нейтральных скалярных частицы 25 и 35, одна нейтральная псевдоскалярная 36 и дублет заряженных частиц ±37. (Конечно, эти частицы могут также связываться с соответствующими состояниями хиггсов в большем мультиплете). По соглашению, мы будем обозначать более легкий скалярный хиггс H^0, а более тяжелый H'^0 – это отличается от соглашения в минимальном суперсимметричном расширении стандартной модели (МССМ), где легкий хиггс обозначается h^0, а более тяжелый – H^0, но позволит нам называть хиггс недублетного сценария H^0. Псевдоскалярный хиггс обозначен как A^0, а заряженный дублет – $H^\pm$. Рождение заряженного дублета обсуждается в следующем параграфе.

Ряд процессов для H^0 дублируется для H'^0 и A^0. В таблице, приведенной выше, указано соответствие между значениями ISUB: первый столбец кодов ISUB соответствует $X = H^0$, второй – $X = H'^0$, третий – $X = A^0$. Обратите внимание, что, как ожидается, некоторые из этих процессов вообще не имеют места из-за исчезновения борновских членов. Мы включили их для гибкости моделирования процессов в борновском или любом другом приближении.

Некоторые процессы стандартной модели, включающие сектор хиггсов, вообще не соответствуют вышеописанной схеме. Это, в частности:

- 5 и 8, которые во всех случаях теперь заменились на 123 и 124;
- 71, 72, 73, 76 и 77, в случае, если отсутствуют легкие хиггсы. Тогда это можно рассматривать как дополнение к сценарию, описанному выше, с несколькими легкими хиггсами; и
- 111, 112 и 113, которые описывают хвост распределения полученных хиггсов для больших значений поперечного импульса и менее интересны для основных исследований.

В процессах 121, 122, 181, 182, 186 и 187 тяжелый аромат по умолчанию считается топ-кварком (единственно представляющим интерес в стандартной модели), приближенная структурная функция которого, возникающая в процессах 3, 151 и 156, наименее надежна с точки зрения верного значения. Однако для этого ряда процессов можно изменить значение кваркового аромата; для каждого ISUB-кода это значение задается в `KFPR(ISUB,2)`. Это может быть уместным при увеличении роли $\mathrm{b\overline{b}}$-состояния, т.е. если $\tan\beta \gg 1$ в МССМ.

По умолчанию на H^0 накладываются обычные ограничения стандартной модели на значение хиггса, в то время как на H'^0 и A^0 ограничения накладываются в `PARU(171) - PARU(178)` и `PARU(181) - PARU(190)`, соответственно. Ограничения для H'^0 и A^0 не имеют под собой никакого глубокого физического основания, но устанавливаются только из тех соображений, чтобы не было аварийного отказа программы вследствие отсутствия каких бы то ни было ограничений. Вы должны, следовательно, сами устанавливать желаемые ограничения значений в зависимости от того, хотите ли вы моделировать H'^0 или A^0. Ограничения на H^0 также могут изменяться (в `PARU(161) - PARU(165)`), если значение `MSTP(4)` устанавливается равным 1.

При `MSTP(4)=2` масса H^0 (в `PMAS(25,1)`) и значение $\tan\beta$ (в `PARU(141)`) используются при выведении значений масс других хиггсов, а также всех констант связи для хиггсов. `PMAS(35,1) - PMAS(37,1)` и `PARU(161) - PARU(195)` переписываются соответственно. Все используемые соотношения получены в борновском приближении МССМ [Gun90]. В настоящее время вычислены поправки к этим значениям, и, как известно, они не привели к значительным изменениям возникающей в результате феноменологии. В конечном счете, учет поправок может включаться как дополнительная опция, однако в настоящее время этого не сделано.

Обратите внимание, что разрешены не все комбинации m_{H} и $\tan\beta$; требование конечной массы A^0 налагает ограничение

$$m_H < m_Z \frac{\tan^2\beta - 1}{\tan^2\beta + 1}, \tag{8.9}$$

или, эквивалентно,

$$\tan^2\beta > \frac{m_Z + m_H}{m_Z - m_H}. \tag{8.10}$$

Если это условие не выполнено, то будет аварийный отказ программы.

Процесс 141 может также использоваться для того, чтобы моделировать процессы $\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{H}^0\mathrm{A}^0$ и $\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{H}'^0\mathrm{A}^0$ совместного рождения нейтральных хиггсов. Тот факт, что мы здесь используем Z'^0, легко игнорируется либо написанием подходящих условий исчезновения, либо установкой опции `MSTP(44)=4`.

Наконец, более тяжелые хиггсы могут распадаться в более легкие в процессах типа $\mathrm{A}^0 \to \mathrm{Z}^0\mathrm{H}^0$ или $\mathrm{H}^+ \to \mathrm{W}^+\mathrm{H}^0$, если они разрешены кинематически. Такие моды включаются как часть общего набора распадных каналов, и вклады от них могут увеличиваться, если отбросить неинтересующие в данный момент каналы.

8.4.4 Сектор заряженных хиггсов

`MSEL` = 23
ISUB =
143 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \mathrm{H}^+$
161 $\mathrm{f}_i g \to \mathrm{f}_k\mathrm{H}^+$
(141) $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \gamma/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$

Программа содержит сценарий существования заряженного дублета хиггсов, $\mathrm{H}^\pm$. Этот дублет может входить в мультиплет хиггсов МССМ-модели, см. предыдущий параграф, или включаться по любому другому сценарию. Параметр $\tan\beta$, который вводится также для и для ограничений на заряженный дублет, устанавливается в `PARU(141)`.

Базовый подпроцесс для рождения заряженного дублета в адронных столкновениях – ISUB = 143. Однако этот процесс подавлен процессом $\mathrm{t}\overline{\mathrm{b}} \to \mathrm{H}^+$ и зависит от выбора структурной функции t-кварка. Наилучший результат обеспечивает подпроцесс 161, $\mathrm{fg} \to \mathrm{f}'\mathrm{H}^+$ (то есть, фактически, $\overline{\mathrm{b}}\mathrm{g} \to \overline{\mathrm{t}}\mathrm{H}^+$). Следовательно, рекомендуется использовать 161, а не 143; использование же обоих процессов приведет к двойному учету.

В подпроцессе 141 распад $\gamma^*/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0 \to \mathrm{H}^+\mathrm{H}^-$ приводит к рождению пары заряженных хиггсов. Этот процесс особенно важен в e^+e^--столкновениях. Распад γ^* в $\mathrm{H}^+\mathrm{H}^-$ определяет заряд хиггсов единственным образом, в то время как ограничения на распад Z^0 регулируются с помощью `PARU(142)`, а на Z'^0 – `PARU(143)` соответственно. Фрагмент, связанный с Z'^0, может выключаться, например, если `MSTP(44)=4`. Обычный Z^0, то есть частица с кодом 23, не может распадаться на $\mathrm{H}^+\mathrm{H}^-$.

Основной потенциальный источник рождения заряженных хиггсов – распад топ-кварка. Эта возможность автоматически не включается, но распадный канал $\mathrm{t} \to \mathrm{bH}^+$ обеспечивается, и пользователь может сам выбрать желаемую вероятность распада по данному каналу относительно стандартного распадного канала $\mathrm{t} \to \mathrm{bW}^+$. Сгенерировав любым способом топ-кварк, впоследствии можно осуществить его распад в $\mathrm{H}^\pm$. Так как распады топ-кварка осуществляются с использованием механизма фрагментации/распада, а не генерацией жесткого процесса, сечение рождения топ-кварка не будет уменьшаться только тогда, когда включен распад $\mathrm{t} \to \mathrm{bH}^+$. Так что вам придется вычислять сечение для вашего процесса, основываясь на полном сечении и заданной вероятности распада, см. параграф 7.6.2.

8.5 Физика за рамками стандартной модели

Число возможных сценариев за рамками стандартной модели, по существу, бесконечно, но многие из них содержат массу общих аспектов. Например, в ряде различных моделей могут возникать новые калибровочные бозоны W' и Z'. Следовательно, имеет смысл попытаться так выбрать небольшое число базисных классов частиц с достаточно слабыми ограничениями, чтобы при подходящих значениях параметров была возможность изучать большое количество разных сценариев. Мы уже видели один такой пример в расширенном секторе хиггсов, см. выше. В этом разделе обсуждается несколько других примеров нестандартной физики. Очевидно, что, кроме рассмотренных ниже, можно было включить много других примеров, но одно сразу бросается в глаза – отсутствие процессов рождения суперсимметричных частиц[1]. Основной причиной является большое количество частиц, процессов, возможных массовых поколений и распадных цепочек.

8.5.1 Четвертое поколение фермионов

`MSEL` = 7, 8, 37, 38
ISUB =
1 $f_i\overline{f}_i \to \gamma^*/Z^0$
2 $f_i\overline{f}_j \to W^+$
81 $q_i\overline{q}_i \to Q_k\overline{Q}_k$
82 $gg \to Q_k\overline{Q}_k$
83 $q_if_j \to f_kQ_l$
84 $g\gamma \to Q_k\overline{Q}_k$
85 $\gamma\gamma \to F_k\overline{F}_k$

Перспективы существования четвертого поколения в настоящее время весьма сомнительны, но в программе обеспечена возможность генерации соответствующего аромата. Фактически, четвертое поколение включается на равных основаниях с первыми тремя при `MSTP(1)=4`. Следовательно, для генерации аромата могут использоваться, кроме указанных выше, и другие процессы, например, с калибровочными бозонами, включая нестандартный типа Z'^0. Мы не станем повторять здесь описание некоторых действий, которое есть в другом месте, например, как устанавливать желаемый аромат в процессах 81 - 85. Обратите внимание,что для удобства можно установить `CKIN(1)` и другие соотношения и ограничения так, чтобы масса сгенерированного калибровочного бозона была достаточной для рождения требуемого аромата; в принципе, программа справится и без этого, но, возможно, за счет очень медленного выполнения.

8.5.2 Новые калибровочные бозоны

`MSEL` = 21, 22, 24
ISUB =
141 $f_i\overline{f}_i \to \gamma/Z^0/Z'^0$
142 $f_i\overline{f}_j \to W'^+$
144 $f_i\overline{f}_j \to R$

Подпроцесс 141 с Z'^0 содержит полную $\gamma^*/Z^0/Z'^0$ интерференционную структуру для пары фермионов. С помощью `MSTP(44)` можно выбрать только один вклад, например, от Z'^0. Взаимодействия Z'^0 с кварками и лептонами могут устанавливаться в `PARU(121)` - `PARU(128)`. Восемь ключей соответствуют векторным и аксиальным токам кварков нижнего и верхнего типа, лептонов и нейтрино, соответственно. По умолчанию, такое описание соответствует стандартной модели Z^0, с аксиальной константой взаимодействия $a_f = \pm 1$ и векторной $v_f = a_f - 4e_f \sin^2\theta_W$. Это приводит к ширине резонанса, которая линейно растет с массой. При подходящем выборе параметров можно моделировать любой придуманный Z'^0-сценарий с полными интерференционными эффектами в сечениях и распадными угловыми распределениями.

---

[1] В 1995 г. вышла в свет программа SPYTHIA, суперсимметричное расширение PYTHIA версии 5.7., написанная S.Mrenna, которая работает также и со всеми последующими версиями, а начиная с версии 6.1 эта программа включена в PYTHIA в качестве составной части. Так что заинтересованный пользователь может или использовать новые версии, начиная с 6.1, или работать с самой SPYTHIA, код которой можно свободно взять по адресу
http://thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html (*Прим. пер.*)

Взаимодействие в распадном канале $Z'^0 \to W^+W^-$ определяется в `PARU(129) - PARU(130)`. Мы имеем дело с сильным взаимодействием, которое определяет скорость реакции (вероятность процесса). По умолчанию `PARU(129)=1.` соответствует расширенной калибровочной модели [Alt89], когда используется процесс $Z^0 \to W^+W^-$ с константой взаимодействия, домноженной на коэффициент $m_W^2/m_{Z'}^2$. В результате получаем парциальную ширину Z'^0 в этом канале, которая опять-таки линейно растет. Если этот коэффициент отсутствует, то при условии пропорциональности `PARU(129)` $m_{Z'}^2/m_W^2$ получаем парциальную ширину, которая имеет зависимость пятой степени от массы Z'^0, см. "reference model" [Alt89]. Можно себе представить, что распадное угловое распределение имеет значительно более богатую структуру, чем та, что определяется одним параметром `PARU(130)`.

Другие моды распада включают канал $Z'^0 \to Z^0H^0$, предсказанный в ряде моделей, сохраняющих лево-правую симметрию (см. `PARU(145)` и работу [Coc91]), и некоторые другие каналов распада с хиггсами, см. параграф 8.4.3 и 8.4.4.

$W'^{\pm}$ в подпроцессе 142 не содержит никаких пересечений с $W^{\pm}$ стандартной модели, но на практике это не должно быть ограничением. Взаимодействие W' с кварками и лептонами устанавливается в `PARU(131) - PARU(134)`. Снова можно установить векторное и аксиальное взаимодействие, отдельно для $q\overline{q}'$- и $\ell\nu_\ell$-каналов распада. Значения по умолчанию соответствуют $(V-A)$–структуре стандартной модели W, но могут изменяться для вычислений по широкому кругу моделей. Возможным ограничением является то, что в матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскавы смешивание кварков вводится так же, как и в стандартной модели W.

Константа связи для $W' \to Z^0W$ может устанавливаться с помощью `PARU(135) - PARU(136)`. Далее этот канал рассматривается аналогично Z'; в частности, взаимодействие по умолчанию снова относится к "расширенным калибровочным моделям" [Alt89]. $W' \to WH^0$ канал также включается , по аналогии с $Z'^0 \to Z^0H^0$, см. `PARU(146)`.

R-бозон (код частицы 40) подпроцесса 144 представляет один из возможных сценариев для горизонтального калибровочного бозона, то есть частицы, ответственной за процессы взаимодействия между поколениями, обуславливающей процессы, подобные $s\overline{d} \to R^0 \to \mu^-e^+$.

Экспериментальные ограничения на изменение аромата нейтральными токами вынуждают такой бозон быть довольно тяжелым. Такая модель описана в [Ben85a].

8.5.3 Лептокварки

`MSEL` = 25
ISUB =
145 $\mathrm{q}_i \ell_j \to \mathrm{L_Q}$
162 $\mathrm{q}g \to \ell \mathrm{L_Q}$
163 $gg \to \mathrm{L_Q}\overline{\mathrm{L}}_\mathrm{Q}$
164 $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i \to \mathrm{L_Q}\overline{\mathrm{L}}_\mathrm{Q}$

Выше приведено несколько процессов, с помощью которых можно генерировать лептокварки. В настоящее время программа обеспечивает рождение только одного лептокварка (частицы с кодом 39), обозначаемого $\mathrm{L_Q}$. Лептокварк понимается как частица, несущая одновременно специфические кварковые и лептонные квантовые числа и по умолчанию состоящая из u-кварка и электрона. Эти ароматы сохраняются, то есть процесс типа $\mathrm{ue}^- \to \mathrm{L_Q} \to \mathrm{d}\nu_e$ не разрешен. Это условие является некоторым ограничением, но здесь представлена только одна из большого количества возможностей. Спин лептокварка принимается равным нулю, так что распад будет изотропным.

Хотя можно генерировать лептокварк только одного типа, аромат может изменяться произвольно, так, чтобы иметь возможность исследовать различные варианты. Аромат лептокварка определяется кварковыми и лептонными ароматами, заданными в списке мод распадов. Так как разрешен только один канал распада, то кварковый и лептонный ароматы сохраняются в `KFDP(MDCY(39,2),1)` и `KFDP(MDCY(39,2),2)` соответственно. Адронная составляющая – всегда только кварк, но второй партнер может быть как лептоном, так и антилептоном; заряд сопряженного партнера автоматически определяется программой. При инициализации заряд вновь вычисляется как функция определенного аромата; имя лептокварка также переопределяется по типу `"LQ_(q)(l)"`, где фигурирует текущий аромат кварка `(q)` и лептона `(l)`.

$\mathrm{L_Q} \to \mathrm{q}\ell$ вершина содержит неопределенный параметр (юкавскую константу сильного взаимодействия), на который влияет и ширина лептокварка, и величина сечений для входящих диаграмм рождения. Значение этого параметра может изменяться в `PARU(151)`. Определение `PARU(151)` соответствует коэффициенту k [Hew88], то есть $\lambda^2/(4\pi\alpha_{em})$, где λ – константа сильной связи Юкавы [Wud86]. Обратите внимание, что, таким образом, выражение в `PARU(151)` квадратично по константе взаимодействия.

Лептокварк, вероятно, должен быть достаточно долгоживущим, чтобы успеть фрагментировать в мезонное или барионное состояние, которое впоследствии распадется. Все это довольно утомительно обрабатывать, а поэтому всегда принимается, что лептокварк вначале распадается, а затем фрагментирует. Это может приводить к некоторым ошибкам при генерации событий, но не должно сильно влиять на результат заключительного анализа.

В программе лептокварк обрабатывается как резонанс, только несущий еще и цветовой заряд. При этом необходимы некоторые предосторожности, в частности, не разрешается делать лептокварк стабильным при изменении `MDCY(39,1)` или `MSTP(41)`: в этом случае дальнейшая обработка будет производиться с помощью JETSET, имеющей дело со стабильными частицами, которая будет пытаться фрагментировать лептокварк (как это делается с любым цветным объектом), и, вероятнее всего, это приведет к аварийному отказу программы.

8.5.4 Внутренняя структура кварков и аномальные взаимодействия

ISUB =
11 $\mathrm{f}_i\mathrm{f}_j \to \mathrm{f}_i\mathrm{f}_j$ (КХД)
12 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \mathrm{f}_k\overline{\mathrm{f}}_k$
20 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \gamma\mathrm{W}^+$
165 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_i \to \mathrm{f}_k\overline{\mathrm{f}}_k$ (через γ^*/Z^0)
166 $\mathrm{f}_i\overline{\mathrm{f}}_j \to \mathrm{f}_k\overline{\mathrm{f}}_l$ (через $\mathrm{W}^\pm$)

В программе присутствует некоторое количество процессов, представляющих собой аномальные с точки зрения стандартной модели взаимодействия. Они могут включаться при `MSTP(5)`≥ 1; `MSTP(5)=0` по умолчанию соответствует стандартной модели.

В процессе 11 и 12 кварковая подструктура описывается в изоскалярной модели, описывающей взаимодействия только левых токов [Eic84] при `MSTP(5)=1`, с характерным масштабом Λ, заданным в `PARU(155)` (по умолчанию 1000 ГэВ) и знаком η интерференционного члена в `PARU(156)` (по умолчанию $+1$; альтернативное значение -1). В такой модели принимается, что только u- и d-кварки имеют внутреннюю структуру (по крайней мере, при данном масштабе энергий); при `MSTP(5)=2` условие наличия внутренней структуры включается для взаимодействия всех кварков.

Процессы 165 и 166 в общем эквивалентны процессам 1 и 2, то есть это – расширение на случай обмена еще и γ^*/Z^0 и $\mathrm{W}^\pm$ соответственно, но расширение, дающее несколько меньше возможностей (нет зависимости ширины от массы и т.д.). Причиной такого дублирования служит то, что формализм обработки резонансов в процессах 1 и 2 не может быть легко расширен до включения других (кроме s-канальных), диаграмм. В процессах 165 и 166 генерируется только один текущий аромат конечного состояния; его значение должно устанавливаться в `KFPR(165,1)` и `KFPR(166,1)`, соответственно. Для процесса 166 задается аромат нижнего типа, и программа будет генерировать верхний аромат того же поколения. По умолчанию, код частиц равен 11 в обоих случаях, то есть конечные состояния – e^+e^- и $\mathrm{e}^+\nu_e$ ($\mathrm{e}^-\overline{\nu}_e$). При значении `MSTP(5)=0` получаются результаты, соответствующие стандартной модели, `MSTP(5)=1` дает упоминавшуюся выше изоскалярную модель взаимодействия левых токов (в которой процесс 166 не дает вклада), и `MSTP(5)=3` включает модель с несохраняющейся спиральностью (в которой учитываются оба процесса) [Eic84, Lan91]. Во всех моделях выше принимается, что только u- и d-кварки имеют внутреннюю структуру; с `MSTP(5)=2 или 4`, соответственно, члены, ответственные за внутрикварковое взаимодействие, включаются для всех кварков в начальном состоянии. Параметры взаимодействия устанавливаются, как и выше, в `PARU(155)` и `PARU(156)`.

Обратите внимание, что процессы 165 и 166 описываются как $2 \to 2$ процессы, в то время как 1 и 2 — как $2 \to 1$. Это значит, что по умолчанию масштаб Q^2 в структурных функциях есть $p_\perp^2$ для первых процессов и $\hat{s}$ – для вторых. Чтобы установить соответствие между этими двумя случаями, рекомендуется положить `MSTP(32)=4`, чтобы использовать $\hat{s}$ как масштаб также и для процессов 165 и 166.

В процессе 20 для рождения пары $\mathrm{W}\gamma$ можно установить аномальное значение магнитного момента для W в `PARU(153)` ($= \eta = \kappa - 1$; где $\kappa = 1$ – значение в стандартной модели). Процесс рождения обрабатывается по формулам [Sam91], в то время как распад W в настоящее время не затрагивается. Необходимо установить `MSTP(5)=1` для такого расширения.

8.5.5 Возбужденные фермионные состояния

ISUB =
147 $dg \to d^*$
148 $ug \to u^*$

По сценарию внутренней структуры кварков также могут существовать узкие резонансные состояния кварковых и лептонных возбуждений. Если `MSTP(6)=1`, то при инициализации генерации стандартного четвертого поколения фермионов эта опция будет определять рождение возбужденных состояний первого поколения, (а не обычных четвертого), состоящих из частиц d^* (код 7), u^* (8), e^* (17) и $\nu^*{}_e$ (18) со спином 1/2. Так как при этом первоначальная информация о четвертом поколении будет потеряна, то его нельзя будет генерировать в том же самом выполнении программы.

Текущая реализация содержит только калибровочные взаимодействия, то есть нет никаких контактных взаимодействий. Константы взаимодействия f, f' и f_s для групп **SU(2)**, **U(1)** и **SU(3)** задаются в `PARU(157) - PARU(159)`, параметр масштаба Λ – в `PARU(155)`; вы также можете изменять значения массы f^* в зависимости от того, что вы желаете изучить подробно [Bau90]. Для распадов существуют следующие процессы: $\mathrm{q}^* \to \mathrm{qg}$, $\mathrm{q}^* \to \mathrm{q}\gamma$, $\mathrm{q}^* \to \mathrm{qZ}^0$ или $\mathrm{q}^* \to \mathrm{q}'\mathrm{W}^{\pm}$. Для рождения в настоящее время предусмотрен только один процесс – кварк-глюонное слияние.

8.5.6 Техницвет

ISUB =
149 $gg \to \eta_{techni}$

Сценарий техницвета – альтернативный обычному хиггсову механизму приобретения массы W- и Z-бозонами. Техницветная калибровочная группа аналогична группе КХД и дает богатый спектр технимезонов, состоящих из техникварков. Три технипиона играют роль продольных компонент W- и Z-бозонов, а остальные состояния реализуют отдельные частицы. До сих пор нет полностью реалистичной модели, так что любая феноменология должна приниматься только как указатель новых явлений, но не подтверждение теории.

В параграфе 8.4.2 обсуждались процессы 71 - 77, некоторые опции которых могут использоваться для моделирования сценария с техни-ρ-резонансами в рассеянии продольных калибровочних бозонов.

Здесь же мы рассмотрим другой процесс, рождение техни-η. Эта частица имеет нулевой спин, является синглетным состоянием относительно калибровочной группы электрослабого взаимодействия **SU(2)**$\times$ **U(1)**, но несет заряд цветового октета. Это – одна из возможных техни-π-частиц; имя "техни-η" принадлежит схеме классификации, используемой не всеми авторами.

Константы связи техни-η с обычными фермионами зависят от их масс. Поэтому доминирующая мода – $\mathrm{t\bar{t}}$ (если она разрешена). Величина параметра взаимодействия для рождения через gg-слияние грубо сравнима со значением в канале $\mathrm{b\bar{b}}$. Следовательно, в адронных столкновениях преобладает рождение через gg-слияние, как в процессе 149.

Два основных свободных параметра – масса техни-η и постоянная распада F_π. Последняя входит во все парциальные ширины в виде коэффициента $1/(F_\pi)^2$. Также она влияет на величину полного сечения, так как сечение пропорционально парциальной ширине gg. F_π задается в `PARP(46)` и имеет значение по умолчанию 123 ГэВ (это значение предсказано в нескольких моделях).

8.6 Основные процессы на ускорителях

В предыдущем разделе мы уже обсуждали, для каких процессов существуют ограничения на возможность получения правильных результатов при использовании различных моделей. Давайте повторим некоторые основные положения, которые необходимо помнить при работе на разных ускорителях.

8.6.1 e^+e^--столкновения

Основной аннигиляционный процесс – номер 1, $e^+e^- \to \mathrm{Z}^0$, где фактически включена полная интерференционная структура γ^*/Z^0. Этот процесс может использоваться с достаточной степенью достоверности получаемых результатов для энергии взаимодействия в системе ЦМ приблизительно 4 ГэВ и выше, то есть на DORIS/CESR, PETRA/PEP, TRISTAN, LEP и любом будущем линейном ускорителе. (Чтобы исследовать область ниже 10 ГэВ, вам, однако, придется изменить значение `PARP(2)`). Этот процесс по умолчанию идет при `MSEL=1`, то есть когда вы ничего не изменяете самостоятельно.

Процесс 141 содержит обмен Z'^0, включая полную интерференцию со стандартными γ^*/Z^0-вкладами. При значении `MSTP(44)=4` Z'^0-фрагмент выключается и остается только стандартный обмен γ^*/Z^0. Даже в этом случае процесс полезен, так как с его помощью можно моделировать, например, $e^+e^- \to \mathrm{H}^0\mathrm{A}^0$. Так как H^0 может затем распадаться в $\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$, канал распада обычного Z^0 в $\mathrm{H}^0\mathrm{A}^0$, физически совершенно отдельный, технически будет смешиваться с другими. В частности, это приведет к путанице при попытке установить распад первоначального Z^0 вначале одним способом, а затем другим. В этой ситуации можно было бы использовать Z'^0 в качестве обычного Z^0, но присвоить ему отличительную метку.

Процесс $e^+e^- \to \Upsilon$ не существует как самостоятельный процесс в PYTHIA, но может моделироваться с помощью `LUONIA`, см. раздел 6.2.

На LEP2 и машинах с еще более высокой энергией простой s-канальный процесс 1 будет подавлен другими процессами, типа $e^+e^- \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$ и $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, то есть процессами 22 и 25. Эти процессы включают структуру $e^+e^- \to (\gamma^*/\mathrm{Z}^0)(\gamma^*/\mathrm{Z}^0)$, что означает, что сечение будет сингулярным, если будет равна нулю любая из масс γ^*/Z^0. Поэтому необходимо ввести ограничения на массы (это применяется и в других процессах, типа $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$).

По умолчанию для электронов принимается, что они участвуют в жестком процессе, имея полную энергию, то есть КЭД-излучение не включается в начальное состояние. Это очень полезно, так как часто нужно рассчитать "идеальные" события, к которым впоследствии добавляются поправки. Для практических прикладных программ при расчете сечений и для получения вида событий обязательно надо включать эффекты излучения в начальном состоянии. Это делается и при включении `MSTP(11)=1`, когда рассматривается электронная структурная функция для определения импульса реального взаимодействующего электрона. Поэтому радиационные поправки к процессу 1 типа $e^+e^- \to \gamma\mathrm{Z}^0$ генерируются автоматически. Если одновременно используется процесс 19, это приведет к двойному учету излучения.

Наличие внутренней структуры электрона также приводит ко взаимодействиям между фотонами и открывает дорогу целому ряду $\gamma\gamma$-процессов, которые описываются в параграфе 8.3.2. В частности, при `MSTP(12)=1` фотоны могут иметь структуру, то есть должны взаимодействовать не только как точечноподобные частицы, но и как адроны с партонной подструктурой. Тогда можно рассматривать целый ряд процессов адрон-адронных столкновений (за исключением процессов с минимальным отбором), типа упругого и дифракционного рассеяния.

Новизна программ Pythia/Jetset заключается в наличии процессов, которые включают рождение адронов тем или иным способом. Вследствие обобщений из других областей доступны немногие полностью неадронные процессы. Это Bhabha-рассеяние $e^+e^- \to e^+e^-$ в процессе 10 и парное рождение фотонов в процессе 18, $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Однако обратите внимание на то, что ожидаемая точность при моделировании этих процессов в Pythia будет существенно меньше, чем при моделировании с помощью специализированных программ. С одной стороны, не учтены эффекты от петель электрослабого взаимодействия. С другой стороны, нигде не принято во внимание наличие массы у электрона, что означает необходимость всегда налагать некоторые условия на минимальное значение $p_\perp$.

8.6.2 Лептон-адронные столкновения

Проблема прикладных программ в ep-столкновениях обсуждалась в недавнем отчете [Sjö92b].

Лептон-адронные столкновения по умолчанию – глубоконеупругое рассеяние $\ell\mathrm{q} \to \ell'\mathrm{q}'$, процесс 10. Он включает обмен $\gamma^0/\mathrm{Z}^0/\mathrm{W}^\pm$ с полной интерференцией, как описано в параграфе 8.3.3. Излучение от входящей лептонной ветви может включаться (`MSTP(11)=1`) и выключаться (`MSTJ(41)=2`). Заметьте, что для изменения значений x и Q^2 разрешено как КЭД-, так и КХД-излучение (от e- и q-ветвей соответственно), в то время как стандартный подход в литературе допускает только КЭД-излучение.

В терминах сечений взаимодействия более важен набор процессов, связанный с фоторождением, как с пространственноподобными, так и со структурными фотонами, см. параграф 8.3.2. Как и для случая e^+e^--пучков, подпроцессы с минимальным отбором отсутствуют, но зато доступен полный набор адрон-адронных процессов.

8.6.3 Адрон-адронные столкновения

По умолчанию это – КХД-рождение струй в $2 \to 2$ процессах, см. параграф 8.2.1. Так как дифференциальное сечение расходится при $p_\perp \to 0$, необходимо наложить условие на самое нижнее значение импульса. Обычно эта величина устанавливается самим пользователем в `CKIN(3)`. Если `CKIN(3)` выбирается меньшим, чем значение порядка 2 ГэВ (см. `PARP(81)` и `PARP(82)`), то включаются также события с малыми поперечными импульсами. Сечение образования струи регуляризовано при низких $p_\perp$, так что для получения гладкого объединения областей с большими и малыми $p_\perp$ см. дальнейшее описание в разделе 11.2.

При изменении `CKIN(3)` скачок в значении сечения из-за перехода от одного сценария к другому будет весьма велик: при высоких энергиях адронных столкновений сечение образования струй для величины $p_{\perp min}$ менее нескольких ГэВ может достичь существенно больших значений, чем итоговое сечение неупругого рассеяния. Ясно, что это ерунда; следовательно, любое значение $p_{\perp min}$ должно выбираться настолько большим, чтобы сечение образования струи составляло только часть полного сечения, иначе нужно положить $p_{\perp min} = 0$ и использовать полное описание.

Если выбрано значение `MSEL=2`, то включаются также и процессы упругого и дифракционного рассеяния, см. параграф 8.2.4. Однако моделирование этих процессов довольно примитивно и должно использоваться не для специальных исследований, а только для оценки, насколько эти процессы могут портить статистику в классе недифракционных событий типа событий с минимальным отбором.

В адронных столкновениях может моделироваться наибольшее количество процессов, так как весь объем процессов Pythia может инициироваться кварками или глюонами. Однако имеются ограничения. В настоящее время мы не включаем никаких фотонных или лептонных структурных функций, что означает, что процесс типа $\gamma q \to \gamma q$ недоступен. Более того, возможность Z^0- и $W^{\pm}$-взаимодействия в процессах типа 71 - 77 была реализована на аппаратном уровне, и это значит, что нет первоначальной обработки структурных функций Z^0 и $W^{\pm}$.

Акцент в описании процессов адрон-адронных столкновений в основном делается в расчете на высокоэнергетические адронные коллайдеры. Программа может использоваться также и в случае геометрии фиксированной мишени, но модель многократных взаимодействий тогда разрушается и не должна использоваться. Предел применимости программного обеспечения лежит в области порядка 100 ГэВ. Ниже этого значения рекомендуется положить `MSTP(92)=3` для получения приемлемого количества частиц пучкового остатка в отсутствие многократных взаимодействий.

Глава 9

Программные элементы PYTHIA

В предыдущих двух главах обсуждались физические процессы и схемы генерации событий в Pythia; здесь же мы рассмотрим программы генерации событий и опишем общие блоки переменных. Однако подпрограммы и переменные, связанные с ливнями в начальном и конечном состоянии, пучковыми остатками, фрагментацией и распадом рассмотрим ниже, в соответствующих главах, касающихся этих тем. Далее, в силу ряда исторических причин, большое количество регулируемых констант связи задано в общем блоке `LUDAT1` в Jetset, а не в каком-нибудь общем блоке в Pythia; эти параметры описываются в разделе 14.5.

В этой главе информация, менее важная для эффективного применения Pythia, помещена в конце. Поэтому рассмотрение начинается с основных подпрограмм генерации событий и описания основных общих блоков переменных.

Полезно различать три этапа нормального выполнения задачи с помощью Pythia. На первом этапе, инициализации, определяется общий характер задачи. Минимум, это требует спецификации входящих адронов и включаемых энергий. При свободе действий пользователя также возможно выбрать специфические конечные состояния и задавать ряд подробностей последующей генерации событий. Этот шаг заканчивается вызовом `PYINIT`, которая инициирует несколько переменных согласно заданному набору значений. Второй этап состоит из основного цикла процедур над событиями, для генерации каждого нового события вызывается `PYEVNT`. Это событие потом может анализироваться с использованием информации, заданной в ряде общих блоков, и накопленной статистики. На последнем этапе демонстрируются полученные результаты. Это может быть выполнено без вызова каких бы то ни было подпрограмм Pythia. Однако из `PYSTAT` можно получить полезный список сечений для различных подпроцессов.

9.1 Основные подпрограммы

Имеются две подпрограммы, которые вам нужно знать: `PYINIT` для инициализации и `PYEVNT` для последующего рождения каждого нового события. Кроме того, часто бывает полезным извлекать сечения взаимодействия и другие виды информации из `PYSTAT`. Три другие описанные здесь программы, `PYFRAM`, `PYKCUT` и `PYEVWT`, имеют более специализированное назначение.

```
CALL PYINIT(FRAME,BEAM,TARGET,WIN)
```

Назначение: инициирует процедуру генерации.

`FRAME :` символьная переменная, используемая для определения типа эксперимента. (Символы верхнего и нижнего регистров могут свободно смешиваться).

`= "CMS"` : эксперимент для сталкивающихся пучков в системе ЦМ с импульсом частиц пучка в направлении $+z$ и импульсом частиц мишени в направлении $-z$.

`= "FIXT"` : эксперимент на фиксированной мишени, с импульсом частиц пучка в $+z$ направлении.

`= "USER"` : полная свобода определять тип эксперимента, задав импульс частиц пучка в `P(1,1)`, `P(1,2)` и `P(1,3)` и мишени в `P(2,1)`, `P(2,2)` и `P(2,3)` в общем блоке `LUJETS`.

`= "NONE"` : не будет происходить инициализация никаких переменных, кроме ширин резонансов и небольшого количества других переменных, не зависящих от типа процесса. При этом значении вызов `PYEVNT` не может впоследствии использоваться для генерации событий, так что эта опция главным образом предназначается для тех, кто захочет конструировать свои собственные события, но при этом иметь доступ к некоторым средствам Pythia. В этой опции `BEAM`, `TARGET` и `WIN` параметры фиктивны.

`BEAM, TARGET :` символьные переменные для определения частиц пучка и мишени. (Символы верхнего и нижнего регистра могут свободно смешиваться). Античастицы могут обозначаться при помощи ”∼” или ”bar” в конце имени. Также можно опускать значок (”_”) прямо после ”nu” в именах нейтрино и заряд нейтрона и протона.

`= "e-"` : электрон.
`= "e+"` : позитрон.
`= nu_e` : ν_{e}.
`= nu_e~` : $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$.
`= "mu-"` : μ^-.
`= "mu+"` : μ^+.
`= nu_mu` : ν_μ.
`= nu_mu~` : $\overline{\nu}_\mu$.
`= "gamma"` : фотон (реальный, то есть на массовой поверхности).
`= "pi0"` : π^0.
`= "pi+"` : π^+.
`= "pi-"` : π^-.
`= "n0"` : нейтрон.
`= "n~0"` : антинейтрон.
`= "p+"` : протон.
`= "p~-"` : антипротон.
`= "Lambda0"` : Λ-гиперон.
`= "Sigma-"` : Σ^--гиперон.
`= "Sigma0"` : Σ^0-гиперон.
`= "Sigma+"` : Σ^+-гиперон.
`= "Xi-"` : Ξ^--гиперон.
`= "Xi0"` : Ξ^0-гиперон.
`= "Omega-"` : Ω^--гиперон.

`WIN :` определяет энергию системы, точное значение зависит от `FRAME`.

`FRAME='CMS'` : полная энергия системы (в ГэВ).
`FRAME='FIXT'` : импульс частиц пучка (в ГэВ/c).

`FRAME='USER'` : информация принимается из `P`, см. выше.

```
CALL PYEVNT
```

Назначение: генерация одного события типа, определяемого вызовом `PYINIT`. (Это основная программа, которая вызывает ряд других подпрограмм для решения специфических задач.)

```
CALL PYSTAT(MSTAT)
```

Назначение: вывод статистики для поперечных сечений, ширин распадов, вероятностей процессов по разным каналам, кодов состояний и значений параметров. `PYSTAT` может вызываться в любое время после вызова `PYINIT`, например, в конце выполнения для данного события, или же вообще не вызываться.

`MSTAT` : спецификация желаемой информации.

`= 1` : печатает таблицу, сколько сгенерировано событий различных видов и приводит соответствующие сечения. Все значения даны с учетом эффектов ограничений, налагаемых пользователем в `PYKCUT`.

`= 2` : печатает таблицу резонансов, полученных при выполнении программы, с их кодами частиц KF и всеми разрешенными каналами распадов. (Однако если число поколений в `MSTP(1)` равно 3, то каналы, включающие четвертое поколение, не даются). Для каждого канала распада даны порядковый номер канала (IDC) из таблицы распадов JETSET, парциальная ширина распада, вероятность распада по данному каналу и эффективная соответствующая вероятность (если в событии некоторые каналы были исключены пользователем).

`= 3` : печатает таблицу с разрешенным жестким взаимодействием для ароматов `KFIN(I,J)` частиц пучка и мишени.

`= 4` : печатает таблицу кинематических ограничений `CKIN(I)`, установленных пользователем для текущего выполнения.

`= 5` : печатает таблицу всех значений кодов состояний `MSTP(I)` и параметров `PARP(I)`, используемых в текущем выполнении программы.

```
CALL PYFRAM(IFRAME)
```

Назначение: при необходимости преобразовывает событие в различные системы отсчета.

`IFRAME` : событие должно смещаться в следующую систему отсчета:

`= 1` : система отсчета определяется пользователем при вызове `PYINIT`.

`= 2` : событие в системе ЦМ для входящих частиц.

`= 3` : система ЦМ для адронной части события лептон-адронного взаимодействия. Главным образом предназначается для глубоконеупругого рассеяния, но может также использоваться для фоторождения. Обратите внимание, что и лептон, и все фотоны, излучаемые лептоном, остаются в распечатке события и должны быть отделены, если вы хотите исследовать только адронную подсистему.

```
CALL PYKCUT(MCUT)
```

Назначение: дает возможность отбросить данный набор кинематических переменных на ранней стадии процедуры генерации (перед вычислением сечений), чтобы не тратить время на рождение ненужных событий. Подпрограмма не будет вызываться, если вы не потребуете этого установкой `MSTP(141)=1`, также она никогда не будет вызываться, если необходимо к тому же генерировать события с минимальным отбором (включая упругое и дифракционное рассеяние). Фиктивная подпрограмма `PYKCUT` включается в программный файл, чтобы избежать неопределенных внешних ссылок, когда подпрограмма не используется.

`MCUT` : флаг, обозначающий результат определяемых пользователем ограничений.

`= 0` : событие должно быть сохранено и сгенерировано в полном объеме.

`= 1` : событие должно быть отклонено, и сгенерировано новое.

Замечание : при отборе можно использовать информацию, содержащуюся в ряде переменных массивов `MINT` и `VINT` в общем блоке `PYINT1`. Подпрограмма, включенная непосредственно в программный файл, читает переменные, определенные при вызове `PYKCUT`, и вычисляет некоторые избранные величины. Соответствующая распечатка результатов вычислений содержит тип подпроцесса ISUB, E_{cm}, $\hat{s}$, $\hat{t}$, $\hat{u}$, $\hat{p}_\perp$, x_1, x_2, x_F, τ, y, τ', $\cos\hat{\theta}$ и некоторые другие величины. Некоторые из них не подходят для рассматриваемого процесса и должны быть исключены (установкой значения, равного нулю).

```
CAll PYEVWT(WTXS)
```

Назначение: позволяет учесть вес сечения события, обусловленный типом процесса и кинематикой жесткого рассеяния. Существует два различных режима использования, описываемых ниже.

Для `MSTP(142)=1` принимается, что по умолчанию сечение процесса правильно дается в Pythia, но есть желание генерировать события, смещенные в специфическую область фазового пространства. Так как `WTXS` определяет коэффициент, на который умножается инвариантное сечение при выборе типа подпроцесса и кинематики, сгенерированное событие учитывается с компенсирующим весом `PARI(10)=1./WTXS`, который должен использоваться при заполнении гистограмм и т.д. В таблице `PYSTAT(1)` сечения не изменены (с точностью до статистических ошибок) по сравнению со стандартными величинами сечений, но относительный состав событий может меняться, и необходимо следить за тем, чтобы сумма сечений не превысила значение полного сечения. Типичный пример использования этой опции: хотим улучшить выход событий с большими поперечными импульсами; тогда вес события может быть задан как `WTXS`$=(p_\perp/p_{\perp 0})^2$ (с $p_{\perp 0}$ – некоторым фиксированным значением).

Напротив, для `MSTP(142)=2` принимается, что истинное сечение получается при умножении на коэффициент `WTXS`. Следовательно, сгенерированные события входят с единичным весом, как обычно. Эта опция дает значения сечений, фактически эквивалентные основным, кодированным в Pythia, но дает большую гибкость: нет необходимости перетранслировать всю Pythia.

Подпрограмма не будет вызываться для значений ключа, отличных от `MSTP(142)`≥ 1, а также если должны генерироваться события с минимальным отбором (включая упругое и дифракционное рассеяние). Далее, на результирующие сечения никогда не влияет дополнительное многократное взаимодействие. Фиктивная подпрограмма `PYEVWT` включается в программный файл, чтобы избежать неопределенности внешних ссылок, когда подпрограмма не используется.

`WTXS`: множитель для обычного сечения события; устанавливается (пользователем) при вызове `PYEVWT`.

Замечание: см. замечание к программе PYKCUT(MCUT).

Предупреждение: веса приписываются только событиям жесткого рассеяния. Не существует никакого способа учесть вес события для распределений ливней в начальном и конечном состоянии, фрагментации и других аспектов события.

9.2 Ключи для выбора типа событий и кинематических ограничений

По умолчанию, если PYTHIA выполняется для адронных столкновений, генерируются только 2 → 2 процессы КХД, состоящие из жестких взаимодействий с $p_{\perp min}$ = `PARP(81)`, с процессами из области малых $p_\perp$, добавленными для того, чтобы получить верное значение полного (параметризованного) сечения неупругого недифракционного взаимодействия.

В e^+e^--столкновениях по умолчанию рождаются γ^*/Z^0, а в ep – присутствует только глубоконеупругое рассеяние. С помощью общего блока `PYSUBS` можно выбрать для генерации другой процесс или комбинацию процессов. Также можно ограничить генерацию событий для конкретного входящего партона/частицы в жестком взаимодействии. Часто это автоматически ограничивает также и ароматы в конечном состоянии, но в процессах типа рождения резонансов или нового КЭД/КХД-аромата могут использоваться ключи в JETSET; см. параграф 14.6.

Массив `CKIN` может использоваться для наложения специфических кинематических ограничений. Здесь мы должны предупредить, что, если кинематические переменные также проходят через условия отбора, время генерации события может стать очень большим. В критических случаях, когда кинематически недоступная область почти совпадает со всем фазовым пространством, цикл генерации события будет практически бесконечным. Генерация резонансов 2 → 1 выполняется в терминах переменных $\hat{s}$ и y, так что диапазоны значений `CKIN(1) - CKIN(2)` и `CKIN(7) - CKIN(8)` могут произвольно ограничиваться без существенной потери быстродействия. Для 2 → 2 процессов добавляется $\cos\hat{\theta}$ как третья переменная генерации, и, таким образом, диапазон `CKIN(27) - CKIN(28)` может дополнительно ограничиваться безо всякой опасности.

Эффекты излучения в начальном и конечном состоянии не включаются, так как в настоящее время для них неизвестны условия отбора кинематики жесткого взаимодействия. Поэтому точные кинематические ограничения, которые должны быть наложены на процесс генерации событий, размыты как КХД-излучением, так и фрагментацией. Ниже следует несколько примеров таких эффектов.

- Излучение в начальном состоянии подразумевает, что каждый из двух входящих партонов при взаимодействии имеет ненулевой $p_\perp$. Жестко рассеивающаяся подсистема, таким образом, получает результирующий поперечный импульс и вращается в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. В 2 → 2 процессах обычно случается так, что один из рассеянных партонов увеличивает свой $p_\perp$, в то время как $p_\perp$ другого партона уменьшается.
- Так как механизм ливня в начальном состоянии приписывает пространственноподоб-

ную виртуальность входящему партону, определения x как доли энергии и импульса больше не совпадают, и поэтому взаимодействующая подсистема может получить результирующее продольное смещение, сравнимое с ожидаемым, даваемое механизмом партонных ливней.

- Излучение в начальном состоянии дает дополнительные струи, которые в критических случаях могут вызвать ошибку при выделении струй, полученных из жесткого взаимодействия.
- Излучение в конечном состоянии дает дополнительные струи, которые размывают результирующую картину основного $2 \to 2$ рассеяния. Определение мягких струй не единственно. Энергия струи становится зависимой от способа идентификации струи, например, от того, какой используется размер конуса струи.
- При описании пучкового остатка задается первоначальное значение $k_{\perp}$, которое также приводит к результирующему сдвигу $p_{\perp}$ жестко взаимодействующей подсистемы; однако, за исключением области низких энергий, этот эффект незаметен из-за излучения в начальном состоянии. Пучковые остатки также могут давать дополнительный вклад в ”пертурбативные” события.
- Фрагментация будет приводить к расширению профилей струй и вносить неопределенность в распределения струй и определение величины энергии.

При анализе событий в пределах данного окна экспериментально определенных переменных вы должны так выбирать эти пределы, чтобы никакие события не были пропущены. Другими словами, ограничения должны выбираться так, чтобы в моделируемой области лишь незначительная часть событий переносилась снаружи во внутреннюю область. Часто это может приводить к низкой эффективности с точки зрения действительно представляющих интерес генерируемых событий. См. также раздел 3.6.

Кроме переменных, заданных в `PYSUBS`, для точного определения интересующего вас события можно также использовать общий блок `PYPARS`. Об этих возможностях см. следующий параграф.

Заметим, что и выше, и впоследствии используются следующие обозначения: ”^” – для внутренних переменных жестко рассеивающейся подсистемы и ”*” – для переменных в системе ЦМ события в целом.

```
COMMON/PYSUBS/MSEL,MSUB(200),KFIN(2,-40 40),CKIN(200)
```

Назначение: позволяет пользователю запускать программу с любым желаемым подмножеством процессов либо ограничивать ароматы или кинематику. Если значения по умолчанию, обозначенные ниже (D=...), не удовлетворяют вас, они должны быть изменены перед вызовом `PYINIT`.

`MSEL` : (D=1) ключ для выбора между полным управлением пользователем и некоторым количеством предварительно запрограммированных вариантов.

`= 0` : желаемые подпроцессы должны включаться в `MSUB`, то есть все на усмотрение пользователя.

`= 1` : в зависимости от входящих частиц используются различные варианты.

Лептон - лептон: рождение Z или W (ISUB = 1 или 2).

Лептон - адрон: глубоконеупругое рассеяние (ISUB = 10).

Адрон - адрон: КХД-процессы с большими $p_{\perp}$ (ISUB = 11, 12, 13, 28, 53, 68); дополнительно включена генерация событий с малыми $p_{\perp}$, если `CKIN(3)`$<$`PARP(81)` или `PARP(82)`, в зависимости от `MSTP(82)` (ISUB = 95).

Если включаются процессы с малыми $p_\perp$, то другие ограничения `CKIN` не используются.

Структурный фотон (`MSTP(14)=1`) рассчитывается как адрон. Если фотон считается бесструктурным, то возможны следующие случаи:

Фотон - лептон: комптоновское рассеяние (ISUB = 34).

Фотон - адрон: фотон-партонное рассеяние (ISUB = 33, 34, 54).

Фотон - фотон: рождение пары фермионов (ISUB = 58).

`= 2 :` как `MSEL = 1` для процессов лептон - лептон, лептон - адрон и бесструктурного фотона. Для процессов адрон - адрон (включая структурные фотоны) присутствуют все процессы КХД, а также процессы с малыми $p_\perp$, одиночная и двойная дифракция и упругое рассеяние (ISUB = 11, 12, 13, 28, 53, 68, 91, 92, 93, 95). Ограничения `CKIN` здесь не используются.

`= 4 :` рождение очарованных частиц ($c\bar{c}$) с массивными матричными элементами (ISUB = 81, 82, 84, 85).

`= 5 :` рождение боттом-частиц ($b\bar{b}$) с массивными матричными элементами (ISUB = 81, 82, 84, 85).

`= 6 :` рождение топ-частиц ($t\bar{t}$) с массивными матричными элементами (ISUB = 81, 82, 84, 85).

`= 7 :` рождение ароматов нижнего типа ($l\bar{l}$) с массивными матричными элементами (ISUB = 81, 82, 84, 85).

`= 8 :` рождение ароматов верхнего типа ($h\bar{h}$) с массивными матричными элементами (ISUB = 81, 82, 84, 85).

`= 10 :` прямые фотоны (ISUB = 14, 18, 29).

`= 11 :` рождение Z^0 (ISUB = 1).

`= 12 :` рождение $W^\pm$ (ISUB = 2).

`= 13 :` рождение Z^0 + струя (ISUB = 15, 30).

`= 14 :` рождение $W^\pm$ + струя (ISUB = 16, 31).

`= 15 :` парное рождение в различных комбинациях γ, Z^0 и $W^\pm$ (за исключением $\gamma\gamma$; см. `MSEL` = 10 (ISUB = 19, 20, 22, 23, 25).

`= 16 :` рождение H^0 (ISUB = 3, 102, 103, 123, 124).

`= 17 :` H^0Z^0 или $H^0W^\pm$ (ISUB = 24, 26).

`= 18 :` рождение H^0, комбинированное с e^+e^--аннигиляцией (ISUB = 24, 103, 123, 124).

`= 19 :` рождение H^0, H'^0 и A^0, за исключением парного рождения (ISUB = 24, 103, 123, 124, 153, 158, 171, 173, 174, 176, 178, 179).

`= 21 :` рождение Z'^0 (ISUB = 141).

`= 22 :` рождение $W'^\pm$ (ISUB = 142).

`= 23 :` рождение $H^\pm$ (ISUB = 143).

`= 24 :` рождение R^0 (ISUB = 144).

`= 25 :` рождение L_Q (лептокварка) (ISUB = 145, 162, 163, 164).

`= 35:` одиночное рождение боттом-кварка с обменом W (ISUB = 83).

`= 36:` одиночное рождение топ-кварка с обменом W (ISUB = 83).

`= 37:` одиночное рождение аромата нижнего типа с обменом W (ISUB = 83).

`= 38:` одиночное рождение аромата верхнего типа с обменом W (ISUB = 83).

`MSUB :` (D=200*0) массив задается, когда `MSEL=0` (для `MSEL`$\geq$ 1 значения соответствующих входов устанавливаются в `PYINIT`); нужен для выбора подмножества генерируемых процессов. Упорядочение следует ISUB-кодам, данным в разделе 8.1 (с комментариями, приведенными там же).

`MSUB(ISUB) = 0` : подпроцесс исключается.

`MSUB(ISUB) = 1` : подпроцесс включается.

Замечание: при `MSEL=0` значение `MSUB` устанавливается пользователем и никогда не изменяется в ходе выполнения программы PYTHIA. Если вы хотите объединить несколько различных "подвыполнений", каждое с собственным вызовом `PYINIT`, в одно выполнение, то вы должны помнить правило: нельзя не только включать новые процессы перед каждым новым вызовом `PYINIT`, но также и выключать старые, которые больше не нужны.

`KFIN(I,J)` : обеспечивает выборочное включение и выключение вкладов в сечение жесткого взаимодействия от различных входящих партонов/частиц. В комбинации с ключами распадов резонансов в JETSET также позволяет устанавливать ограничения на ароматы, появляющиеся в конечном состоянии.

`I` : 1 – для частицы пучка и 2 – для частицы мишени.

`J` : нумерует ароматы согласно KF-кодам; см. раздел 5.1.

`KFIN(I,J) = 0` : партон/частица выключается.

`KFIN(I,J) = 1` : партон/частица включается.

Замечание: по умолчанию включены все значения, кроме `J=0`, которое не имеет физического значения.

`CKIN` : кинематические ограничения, которые определяют область фазового пространства, внутри которой генерируются события. Должны устанавливаться пользователем перед вызовом `PYINIT`. Некоторые ограничения – "аппаратные", но большинство – "программируемые". Аппаратные ограничения связаны с самими кинематическими переменными, используемыми в процедуре выбора события, и имеют незначительное воздействие на эффективность программы. Наиболее важные из них – `CKIN(1) - CKIN(8)`, `CKIN(27) - CKIN(28)` и `CKIN(31) - CKIN(32)`. "Программируемые" ограничения должны учитываться при отборе кинематических переменных, и в результате процесс генерации событий в заданных областях фазового пространства может стать медленным. В критических случаях доступное фазовое пространство может быть настолько малым, что при помощи процедуры максимизации нельзя будет найти ни одной точки разрешенного пространства (хотя где-нибудь и будут существовать несколько доступных малых областей), и поэтому выключатся некоторые подпроцессы либо произойдет аварийное прекращение всех работ.

`CKIN(1)`, `CKIN(2)` : (D=2.,-1.) диапазон разрешенных значений $\hat{m} = \sqrt{\hat{s}}$. Если `CKIN(2)`$<$ 0., то верхнее ограничение неактивно.

`CKIN(3)`, `CKIN(4)` : (D=0.,-1.) диапазон разрешенных значений $\hat{p}_\perp$ для жесткого $2 \to 2$ процесса с поперечным импульсом $\hat{p}_\perp$, определенным в системе покоя для жесткого взаимодействия. Если `CKIN(4)`$<$ 0., верхнее ограничение неактивно. Для процессов, которые расходятся в пределе $\hat{p}_\perp \to 0$, (см. `CKIN(6)`), `CKIN(5)` обеспечивает дополнительные ограничения. Ограничения `CKIN(3)` и `CKIN(4)` могут также использоваться для $2 \to 1 \to 2$ процессов, однако при этом массы продуктов будут неизвестными и считаются равными нулю при отборе событий. Фактический диапазон $p_\perp$ для массивных продуктов, таким образом, смещается вниз относительно номинального.

`CKIN(5)` : (D=1.) меньшее по величине ограничение на минимальное значение $\hat{p}_\perp$ дополнительно к `CKIN(3)` выше, для процессов, расходящихся в пределе $\hat{p}_\perp \to 0$ (см. `CKIN(6)`).

`CKIN(6)` : (D=1.) жесткие процессы $2 \to 2$, идущие только через промежуточный резонанс (то есть $2 \to 1 \to 2$ процессы), классифицируются как расходящиеся в пределе $\hat{p}_\perp \to 0$, если одна или обе конечные частицы имеют массу $m <$ `CKIN(6)`.

`CKIN(7)`, `CKIN(8)` : (D=-10.,10.) диапазон разрешенных быстрот $y = y^*$ для рассеивающейся подсистемы в системе ЦМ события, где $y = (1/2)\ln(x_1/x_2)$. (После такого определения переменную нужно обозначать y^*, но из-за частого употребления для краткости в разделе 7.2 она обозначается просто y.)

`CKIN(9)`, `CKIN(10)` : (D=-10.,10.) диапазон (истинный) быстрот продуктов $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$ процессов, с максимальной быстротой, определенной в системе ЦМ события, то есть $\max(y_3^*, y_4^*)$. Обратите внимание, что для быстрот учитывается знак, то есть если $y_3^* = 1$ и $y_4^* = -2$, то $\max(y_3^*, y_4^*) = 1$.

`CKIN(11)`, `CKIN(12)` : (D=-10.,10.) диапазон (истинный) быстрот для продуктов $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$ процессов, с минимальной быстротой, определенной в системе ЦМ события, то есть $\min(y_3^*, y_4^*)$. Таким образом, из требования непротиворечивости `CKIN(11)`$\leq$ `CKIN(9)` и `CKIN(12)`$\leq$ `CKIN(10)`.

`CKIN(13)`, `CKIN(14)` : (D=-10.,10.) диапазон разрешенных псевдобыстрот для продуктов $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$ процессов, с максимальной псевдобыстротой, определенной в системе ЦМ события, то есть $\max(\eta_3^*, \eta_4^*)$. Обратите внимание, что учитывается знак псевдобыстрот, то есть если $\eta_3^* = 1$ и $\eta_4^* = -2$, то $\max(\eta_3^*, \eta_4^*) = 1$.

`CKIN(15)`, `CKIN(16)` : (D=-10.,10.) диапазон разрешенных псевдобыстрот для продуктов $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$ процессов, с минимальной псевдобыстротой, определенной в системе ЦМ события, то есть $\min(\eta_3^*, \eta_4^*)$. Таким образом, из требования непротиворечивости `CKIN(15)`$\leq$ `CKIN(13)` и `CKIN(16)`$\leq$ `CKIN(14)`.

`CKIN(17)`, `CKIN(18)` : (D=-1.,1.) диапазон значений $\cos\theta^*$ для продуктов с наибольшим $\cos\theta^*$ в $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$ процессах, определенным в системе ЦМ события, то есть $\max(\cos\theta_3^*, \cos\theta_4^*)$.

`CKIN(19)`, `CKIN(20)` : (D=-1.,1.) диапазон значений $\cos\theta^*$ для продуктов с наименьшим значением $\cos\theta^*$ в $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$ процессах, определенным в системе ЦМ события, то есть $\min(\cos\theta_3^*, \cos\theta_4^*)$. Из требования непротиворечивости `CKIN(19)`$\leq$ `CKIN(17)` и `CKIN(20)`$\leq$ `CKIN(18)`.

`CKIN(21)`, `CKIN(22)` : (D=0.,1.) диапазон значений x_1 для партона 1 (со стороны пучка или в направлении $+z$), участвующего в жестком взаимодействии.

`CKIN(23)`, `CKIN(24)` : (D=0.,1.) диапазон значений x_2 для партона 2 (со стороны мишени или в направлении $-z$), участвующего в жестком взаимодействии.

`CKIN(25)`, `CKIN(26)` : (D=-1.,1.) диапазон значений фейнмановской переменной x_F, где $x_F = x_1 - x_2$.

`CKIN(27)`, `CKIN(28)` : (D=-1.,1.) диапазон значений $\cos\hat{\theta}$ для жесткого $2 \to 2$ рассеяния, где $\hat{\theta}$ – угол рассеяния в системе покоя жестко взаимодействующей подсистемы.

`CKIN(31)`, `CKIN(32)` : (D=2.,-1.) диапазон значений $\hat{m}' = \sqrt{\hat{s}'}$, где $\hat{m}'$ – полная масса трех- или четырехчастичного конечного состояния в $2 \to 3$ или $2 \to 4$ процессах (в отличие от $\hat{m}$, определенной в `CKIN(1)` и `CKIN(2)` и отвечающей одно- или двухчастичной системе). Если `CKIN(32)`$<$ 0., то верхнее ограничение неактивно.

`CKIN(35)`, `CKIN(36)` : (D=0.,-1.) диапазон значений $|\hat{t}| = -\hat{t}$ для $2 \to 2$ процессов. Заметим, что для глубоконеупругого рассеяния это ни что иное, как масштаб Q^2 в пределе, когда излучением в начальном и конечном состоянии пренебрегают. Если `CKIN(36)` $<$ 0., то верхнее ограничение неактивно.

`CKIN(37)`, `CKIN(38)` : (D=0.,-1.) диапазон значений $|\hat{u}| = -\hat{u}$ для $2 \to 2$ процессов. Если `CKIN(38)`$<$ 0., то верхнее ограничение неактивно.

`CKIN(41) - CKIN(44)` : (D=12.,-1.,12.,-1.) диапазон значений масс двух (или одного) резонансов, полученных в "истинном" $2 \to 2$ процессе, то есть идущем только через одиночный s-канальный резонанс ($2 \to 1 \to 2$). (Такие процессы обозначаются $2 \to 2$ в таблицах раздела 8.1). Только частицы с шириной выше `PARP(41)` рассматриваются как резонансы и проверяются на ограничения `CKIN`; частицы с меньшей шириной помещаются на массовую поверхность без каких бы то ни было ограничений. Точная интерпретация переменных `CKIN` зависит от ароматов двух полученных резонансов.

Для двух резонансов типа Z^0W^+ (полученных в процессе $f\bar{f}' \to Z^0W^+$), которые не идентичны и не являются античастицами друг для друга, имеем

`CKIN(41)`$< m_1 <$ `CKIN(42)`, и

`CKIN(43)`$< m_2 <$ `CKIN(44)`,

где m_1 и m_2 – массы сгенерированных резонансов, индексы 1 и 2 определяются порядком, в котором они даны в спецификации генерируемых процессов.

Для двух идентичных резонансов типа Z^0Z^0 или для двух резонансов, являющихся античастицами, типа W^+W^-, имеем вместо этого

`CKIN(41)`$< \min(m_1, m_2) <$ `CKIN(42)`, и

`CKIN(43)`$< \max(m_1, m_2) <$ `CKIN(44)`.

Кроме того, любые ограничения, устанавливаемые в `CKIN(1)` или в `CKIN(2)`, очевидно, влияют на выбор масс резонансов.

Замечание 1: Если `MSTP(42)=0`, то нет никакого размытия значения массы, значения `CKIN` не дают никакого эффекта (то же самое касается частиц, имеющих слишком малую ширину).

Замечание 2: Если `CKIN(42)`$<$ `CKIN(41)`, это значит, что ограничение `CKIN(42)` неактивно; аналогично, если `CKIN(44)` $<$ `CKIN(43)`, тогда `CKIN(44)` неактивно.

Замечание 3: Если ограничения активны и резонансы идентичны, то гарантируется, что `CKIN(41)` $\leq$ `CKIN(43)` и `CKIN(42)` $\leq$ `CKIN(44)`.

Замечание 4: Для идентичных резонансов невозможно предварительно выбрать, какой из резонансов будет более легким; если, например, один Z^0 должен распасться в лептоны, а другой – в кварки, не имеется никакого механизма для того, чтобы гарантировать, что пара лептонов будет иметь меньшую массу, чем пара кварков.

Замечание 5: Ограничения `CKIN` применяются ко всем допустимым $2 \to 2$ процессам одинаково, что может быть нежелательным, если несколько процессов генерируются одновременно. Поэтому необходимо соблюдать некоторые предосторожности при использовании `CKIN(41) - CKIN(44)`. Пользователям рекомендуется соблюдать осторожность также и в других случаях. Например, если нужно рассмотреть распад Z^0 только в $b\bar{b}$, то установка диапазона значений масс 2–8 ГэВ не будет хорошей идеей.

Замечание 6: В принципе, программа должна работать для любых $2 \to 2$ процессов с резонансами в конечном состоянии, но до сих пор это было проверено только для процессов 22 – 26, так что и с этой стороны необходимы некоторые предосторожности.

`CKIN(45) - CKIN(48)` : (D=12.,-1.,12.,-1.) диапазон разрешенных значений массы двух (или одного) вторичных резонансов, полученных в $2 \to 1 \to 2$ процессах (типа gg $\to$ H^0 $\to$ Z^0Z^0), или даже в 2 $\to$ 2 $\to$ 4 (или 3) процессах (подобно $q\overline{q} \to Z^0H^0 \to Z^0W^+W^-$). Обратите внимание, что эти ограничения `CKIN` влияют только на вторичный резонанс; первичный определен значениями `CKIN(1)`, `CKIN(2)` и `CKIN(41) - CKIN(44)` (косвенно, конечно, выбор массы первичного резонанса влияет на разрешенный массовый диапазон для вторичного). Какие частицы будут рассматриваться как резонансы, определяется в `PARP(41)`; частицы с шириной меньше этого значения автоматически помещаются на массовую поверхность. Ситуация аналогична описанной выше для `CKIN(41) - CKIN(44)`. Тогда для двух неидентичных резонансов или для резонансов, не являющихся античастицами друг друга, имеем

`CKIN(45)`$< m_1 <$ `CKIN(46)`, и
`CKIN(47)`$< m_2 <$ `CKIN(48)`,

где m_1 и m_2 есть массы двух сгенерированных резонансов, индексы 1 и 2 определяются порядком, в котором они даны в спецификации каналов распада в программе (см., например, данные на выходе `PYSTAT(2)` или `LULIST(12)`). Для двух идентичных или являющихся античастицами резонансов вместо этого получаем

`CKIN(45)`$< \min(m_1, m_2) <$ `CKIN(46)`, и
`CKIN(47)`$< \max(m_1, m_2) <$ `CKIN(48)`.

Замечания 1 - 5: все аналогично случаю `CKIN(41) - CKIN(44)`, рассмотренному выше, с некоторыми тривиальными изменениями.

Замечание 6: Установка ограничений на массу вторичного резонанса возможна в любом из каналов разрешенных типов (см. выше). Однако до сих пор только процессы $H^0 \to Z^0Z^0$ и $H^0 \to W^+W^-$ были полностью выполнены, так что для них можно выбрать произвольное значение массы, располагающееся ниже порога инвариантной массы. Для других возможных резонансов любые ограничения, сделанные на разрешенный массовый диапазон, не отражаются в значении сечения взаимодействия; и далее не рекомендуется выбирать такие массовые окна, которые делают невозможным распад на массовой поверхности. Эти ограничения будут ослаблены в следующих версиях.

`CKIN(51) - CKIN(56)` : (D=0.,-1.,0.,-1.,0.,-1.) диапазон разрешенных поперечных импульсов в истинном процессе 2 $\to$ 3. В настоящее время существуют два различных варианта. Для подпроцесса 131 $p_\perp$ первого продукта (Z^0) устанавливается в `CKIN(3)` и `CKIN(4)`, в то время как для кварка и антикварка для значений $p_\perp$ имеем

`CKIN(51)`$< \min(p_{\perp q}, p_{\perp \overline{q}}) <$ `CKIN(52)`, и
`CKIN(53)`$< \max(p_{\perp q}, p_{\perp \overline{q}}) <$ `CKIN(54)`.

Отрицательная величина `CKIN(52)` и `CKIN(54)` означает, что соответствующие ограничения неактивны. Для подпроцессов 121 - 124 и их H'^0- и A^0-эквивалентов (173, 174, 178, 179, 181, 182, 186, 187) `CKIN(51) - CKIN(54)` снова соответствует диапазонам $p_\perp$ для рассеянных партонов, но в порядке следования частиц, то есть `CKIN(51) - CKIN(52)` задают ограничения для рассеянного партона пучка, а `CKIN(53) - CKIN(54)` – для партона мишени. `CKIN(55)` и `CKIN(56)` устанавливают ограничения на $p_\perp$ для для третьего продукта, H^0, то есть значения `CKIN(3)` и `CKIN(4)` не влияют на этот процесс. Так как $p_\perp$ хиггса не является одной из первично выбранных переменных, любые ограничения могут приводить к уменьшению эффективности монте-карловской процедуры, в то время как `CKIN(51) - CKIN(54)` для этих процессов являются "аппаратными" и не дают каких-либо нежелательных эффектов.

9.3 Общие ключи и параметры

Общий блок `PYPARS` содержит коды состояния и параметры, которые регулируют эффективность программы. Все они имеют разумные значения по умолчанию, так что неопытный пользователь поначалу может пренебречь ими и исследовать полный диапазон возможностей постепенно. Некоторые из ключей и параметров в `PYPARS` будут описаны позже, в главах, касающихся ливней и пучковых остатков.

```
COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)
```

Назначение: обеспечивает доступ к кодам состояний и параметрам, регулирующим эффективность программы. Если значения по умолчанию, ниже обозначенные (D=...), вас не удовлетворяют, они должны быть изменены перед вызовом `PYINIT`. Исключения, то есть переменные, которые могут изменяться для каждого нового события, обозначаются (C).

`MSTP(1)` : (D=3) максимальное число поколений. Автоматически устанавливается ≤ 4.

`MSTP(2)` : (D=1) вычисление α_s для жесткого взаимодействия в подпрограмме `ULALPS`.

`= 0` : значение α_s фиксировано и равно значению ключа `PARU(111)`.

`= 1` : бегущая константа α_s в первом порядке.

`= 2` : бегущая константа α_s во втором порядке.

`MSTP(3)` : (D=2) выбор значения Λ в α_s для `MSTP(2)`≥ 1.

`= 1` : параметр Λ определяется значением ключа `PARP(1)` для жестких взаимодействий, ключа `PARP(61)` – для пространственноподобных ливней и `PARJ(81)` – для времениподобных. Это значение Λ работает для числа существующих ароматов, равного 5; для жесткого взаимодействия число ароматов может изменяться в `MSTU(112)`.

`= 2` : значение Λ выбирается в соответствии с параметризацией структурных функций, то есть Λ равна 0.20 ГэВ для EHLQ1, 0.29 ГэВ для EHLQ2, 0.20 ГэВ для DO1, 0.40 ГэВ для DO2, 0.187 ГэВ для MT1, 0.212 ГэВ для MT2, 0.191 ГэВ для MT3, 0.155 ГэВ для MT4, 0.22 ГэВ для GRV1, 0.16 ГэВ для GRV2 и т.д. Структурные функции берутся из библиотек PDFLIB и PAKPDF (выбор конкретного вида структурных функций определяется значениями `MSTP(51)`, `MSTP(52)`). Выбор всегда делается из возможных наборов структурных функций для протона, и на него не влияет выбор структурных функций для фотонов и пионов. Все значения Λ, перечисленные выше, соотносятся с предположением о существовании только 4 ароматов, и `MSTU(112)` устанавливается соответственно. Это значение Λ используется и для жесткого рассеяния, и для излучения в начальном и конечном состоянии. При этом по-прежнему остается неоднозначность в выборе параметра Q^2 (см. `MSTP(32)`, `MSTP(64)` и `MSTJ(44)`). Это значение Λ используется также для `MSTP(57)=0`, но здесь разумнее выбрать `MSTP(2)=0`, что будет соответствовать отсутствию излучения в начальном и конечном состоянии.

`MSTP(4)` : (D=0) обработка сектора хиггсов, преимущественно нейтральных.

`= 0` : вершина взаимодействия с H^0 дается стандартной моделью, в то время как вершины взаимодействия с H'^0 и A^0 должны определяться пользователем в `PARU(171) - PARU(175)` и `PARU(181) - PARU(185)`, соответственно.

`= 1 :` пользователь должен определять взаимодействие для всех трех хиггсов, для H^0 – в `PARU(161) - PARU(165)`, и для H'^0 и A^0 – как указывалось выше.

`= 2 :` масса H^0 в `PMAS(25,1)` и значение $\tan\beta$ в `PARU(141)` используются для вычисления масс H'^0, A^0 и $H^\pm$ и вершин взаимодействия для H^0, H'^0, A^0 и $H^\pm$, с учетом соотношений минимального суперсимметричного расширения стандартной модели в борновском приближении [Gun90]. Существующие массы и параметры взаимодействия переписываются как производные величины. См. параграф 8.4.3, где содержится обсуждение ограничений для параметров.

`= 3:` как `=2`, но используются соотношения с учетом одной петли. В настоящее время эта опция не работает.

`MSTP(5)` : (D=0) наличие аномальных взаимодействий в процессах.

`= 0 :` отсутствуют.

$\geq$`1 :` представлены везде, где это выполнимо. Подробности см. в параграфе 8.5.4.

`MSTP(6)` : (D=0) использование программы генерации четвертого поколения фермионов для моделирования других типов фермионов.

`= 0 :` нет других типов, есть стандартное четвертое поколение.

`= 1 :` возбужденные фермионы, как представлено в сценарии внутренней структуры партонов; см. параграф 8.5.5.

`MSTP(11)` : (D=0) использование электронной структурной функции в e^+e^-- и ep-взаимодействиях.

`= 0 :` нет, т.е. электрон несет всю энергию пучка.

`= 1 :` есть, т.е. электрон несет только часть энергии пучка в соответствии с определением электронной структурной функции; таким образом, учитываются эффекты тормозного излучения в начальном состоянии.

`= 2 :` эффекты излучения для частиц пучка включаются в виде простой аппроксимации эффективной электронной структурной функции: $f(x) = N\,x^a\,(1-x)^b$, где $a =$ `PARP(11)`, $b =$ `PARP(12)` и N – нормировочный множитель, введенный, чтобы сделать интеграл $f(x)$ равным единице. Среднее значение x есть $\langle x\rangle = (1+a)/(2+a+b)$.

`= 3:` эффекты излучения для частиц пучка и тормозное излучение учитываются приближенно, с использованием параметризации как в `=2` с эффективным $b =$`PARP(12)`$+\beta/2$, где $\beta = (2\alpha_{em}/\pi)\,(\ln(Q^2/m_e^2) - 1)$ – обычный коэффициент, связанный с тормозным излучением.

`MSTP(12)` : (D=0) использование структурных функций e^- ("морских", то есть из $e \to \gamma \to e$), e^+, кварка и глюона для описания внутренней структуры электрона.

`= 0 :` не используются.

`= 1 :` используются при `MSTP(11)`≥ 1. Структурные функции кварков и глюонов получены численной сверткой распределения фотонов внутри электрона (которое определяется спектром тормозного излучения `MSTP(11)=1`) с кварками и глюонами, содержащимися внутри каждого фотона. Требуемая численная точность устанавливается в `PARP(14)`. Так как здесь проводится численное интегрирование, эта опция требует для выполнения намного больше времени, чем обычная оценка структурной функции, и должна использоваться в исследованиях только при необходимости.

`MSTP(13)` : (D=1) выбор значения Q^2, выше которого электроны могут излучать фотоны; влияет на нормировку структурных функций морских e$^-$, e$^+$, γ, кварков и глюонов, содержащихся внутри электрона.

`= 1` : Q^2 считается аргументом структурной функции, и нужное значение задается масштабом Q^2 жесткого взаимодействия. Следовательно, структурные функции пропорциональны $\ln(Q^2/m_e^2)$. Такой выбор наиболее соответствует случаю e^+e^--аннигиляции.

`= 2` : нужное значение устанавливается согласно определенному пользователем Q^2_{max}, заданному в `PARP(13)`. Структурные функции считаются пропорциональными $\ln((max^2/m_e^2)Q_(1-x)/x^2)$. Этот выбор наиболее соответствует процессам фоторождения, где электрон считается недетектируемым, то есть случаю рассеяния при масштабах меньше Q^2_{max}.

`MSTP(14)` : (D=1) задает структуру входящего фотона пучка или мишени (здесь учитываются не фотоны, содержащиеся внутри электрона, а только фотоны, заданные как аргумент при вызове `PYINIT`).

`= 0` : фотон считается точечноподобным, то есть может участвовать только в процессах, которые содержат входящий фотон, типа ISUB = 33 - 36.

`= 1` : фотон считается имеющим внутреннюю структуру; то есть может взаимодействовать непосредственно через составляющие его кварки и глюоны (в процессах типа ISUB = 11 - 31).

Замечание: в настоящее время отсутствует возможность смешивания двух типов процессов, возбуждаемых фотоном, в одном выполнении программы.

`MSTP(21)` : (D=1) характер фермион-фермионного рассеяния, моделируемого в процессе 10 при t-канальном обмене.

`= 0` : все выключено.

`= 1` : полная смесь нейтральных γ^*/Z^0- и заряженных $\mathrm{W}^\pm$-токов.

`= 2` : только нейтральный γ-ток.

`= 3` : только нейтральный Z^0-ток.

`= 4` : только нейтральные γ^*/Z^0-токи.

`= 5` : только заряженные $\mathrm{W}^\pm$-токи.

`MSTP(22)` : (D=0) специальная отмена обычного определения Q^2, используемая в случае максимальной эволюции партонного ливня. Предназначается для описания глубоконеупругого рассеяния в лептон-адронных событиях, см. раздел 10.4.

`MSTP(23)` : (D=0) для глубоконеупругого рассеяния (процессы 10 и 83) эта опция позволяет сохранить без изменений значения x и Q^2 в начальном и конечном состоянии для электрона, участвующего в жестком рассеянии.

`= 0` : нет никаких процедур коррекции, то есть x и Q^2 рассеянного электрона отличаются от первоначально сгенерированных значений x и Q^2.

`= 1` : коррекция post facto, то есть изменение импульса электрона при учете КХД-излучения в начальном и конечном состоянии, первоначального значения $k_\perp$ и результатов обработки пучкового остатка компенсируется перераспределением значений импульсов электрона и адрона в конечном состоянии.

Замечание: для части событий коррекция будет неудачной, и такие события должны быть отброшены (и вместо них сгенерированы новые). Опция коррекции неоднозначна и не должна восприниматься слишком всерьез. Для очень маленьких значений Q^2 величина x не сохраняется точно даже после этой процедуры.

`MSTP(30)` : (D=1) параметризация сечения γp и параметры наклона. Из литературы берется только полное сечение, остальное базируется на частных оценках.

= 0 : все должно быть установлено вами самостоятельно в `PARP(21)` - `PARP(26)`.

= 1 : расчет сечений согласно Donnachie и Landshoff [Don92].

= 2 : расчет сечений по методу группы CERN-HERA [PDG88].

`MSTP(31)` : (D=1) параметризация полного и упругого сечений, ядерный параметр наклона B и кривизна C [Blo85].

= 0 : все должно быть установлено вами самостоятельно в `PARP(21)` - `PARP(26)`.

= 1 : Block-Cahn фит 1 для сечения, фит 1 для параметра наклона.

= 2 : Block-Cahn фит 2 для сечения, фит 1 для параметра наклона.

= 3 : Block-Cahn фит 3 для сечения, фит 1 для параметра наклона.

= 4 : Block-Cahn фит 6 для сечения, фит 2 для параметра наклона.

= 5 : Block-Cahn фит 8 для сечения, фит 2 для параметра наклона.

Замечание: фиты 1 - 3 для сечения и 1 для параметра наклона не учитывают результатов современных измерений на Sp$\overline{\text{p}}$S, а фиты 4 - 5 для сечения и 2 для параметра наклона – учитывают.

`MSTP(32)` : (D=2) определение Q^2 в жестком рассеянии для процессов 2 → 2; для рождения резонансов Q^2 всегда выбирается так, чтобы было $\hat{s} = m_R^2$, где m_R – масса резонанса.

= 1 : $Q^2 = 2\hat{s}\hat{t}\hat{u}/(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2)$.

= 2 : $Q^2 = (m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)/2$.

= 3 : $Q^2 = \min(-\hat{t}, -\hat{u})$.

= 4 : $Q^2 = \hat{s}$.

= 5 : $Q^2 = -\hat{t}$.

`MSTP(33)` : (D=0) включение множителя K в сечения жестких процессов для партон-партон-
ных взаимодействий (то есть для входящих кварков и глюонов).

= 0 : не включается, то есть $K = 1$.

= 1 : используется общий коэффициент K, заданный в `PARP(31)`.

= 2 : используются различные коэффициенты для обычных (`PARP(31)`) и цветных (`PARP(32)`) диаграмм аннигиляции.

= 3 : коэффициент K дается сдвигом аргумента Q^2 в α_s, $\alpha_s = \alpha_s($ `PARP(33)`$Q^2)$.

`MSTP(34)` : (D=0) использование интерференционных членов в матричных элементах для КХД-процессов, см. параграф 8.2.1.

= 0 : выключаются (то есть матричные элементы струноподобной теории).

= 1 : включаются (стандартные матричные элементы КХД).

Замечание: для опции `MSTP(34)=1`, то есть для включения интерференционных членов, эти члены распределены между различными возможными цветными конфигурациями согласно полюсной структуре матричных элементов для различных цветных конфигураций.

`MSTP(35)` : (D=0) пороговое поведение в процессах рождения тяжелого аромата, т.е. в процессах ISUB = 81, 82, 84, 85, а также для распадов Z и Z′. Нестандартные опции главным образом предназначаются для топ-аромата, но также могут использоваться (с меньшей степенью надежности теоретических предсказаний) и для c- и b-ароматов (для Z и Z′ могут использоваться только для топ- и более тяжелых ароматов). Пороговые множители даются уравнениями (8.7) и (8.8).

= 0 : поведение как для матричного элемента в низшем порядке.

= 1 : усиление или подавление вблизи порога, в соответствии с цветовой структурой процесса. Значение α_s, появляющееся в пороговом множителе (не совпадающее с α_s в низшем порядке для $2 \to 2$ процесса), фиксировано в PARP(35). Пороговый множитель, используемый в событии, задан в PARI(81).

= 2 : как =1, но α_s, появляющаяся в пороговом множителе, вычисляется с аргументом $Q^2 = m_{\mathrm{Q}}\sqrt{(\hat{m} - 2m_{\mathrm{Q}})^2 + \Gamma_{\mathrm{Q}}^2}$. Здесь m_{Q} – номинальная масса тяжелого кварка, Γ_{Q} – ширина распределения тяжелого кварка и $\hat{m}$ – инвариантная масса пары тяжелых кварков. Значение Γ_{Q} должно быть задано пользователем в PARP(35). Перенормировка α_s для малого Q^2 дается в MSTP(36).

MSTP(36) : (D=2) перенормировка α_s в пределе $Q^2 \to 0$ для порогового множителя, отвечающего опции MSTP(35)=2; см. MSTU(115) – перечень возможностей.

MSTP(37) : (D=1) включение поправленных значений масс кварков в константах связи для процессов рождения нейтрального хиггса ($\mathrm{q\overline{q}} \to \mathrm{H}^0$) и его распада ($\mathrm{H}^0 \to \mathrm{q\overline{q}}$). Также возможно включение поправленных масс для рождения и распада заряженного хиггса, но в этом случае имеются в виду только кварки нижнего типа, т.к. обычно кварк верхнего типа – это топ-кварк, с t $m_{\approx}m_{\mathrm{H}}$.

= 0 : поправки к массам не включаются, то есть используются фиксированные массы кварков в соответствии со значениями, заданными в массиве PMAS.

= 1 : включение поправок к массам, где начальное значение массы считается определенным в массиве PMAS; при этом аргумент изменяется в диапазоне от Q_0, заданного в PARP(37), умноженного на массу кварка, до Q, определяемого массой хиггса.

MSTP(38) : (D=5) включение петель от массивных кварков в бокс-диаграммы $\mathrm{gg} \to \gamma\gamma$ и $\mathrm{gg} \to \mathrm{g}\gamma$.

= 0 : программа будет для каждого аромата автоматически выбирать безмассовое приближение для легких кварков и полную массивную формулировку для тяжелых кварков, разделяя кварки на легкие и тяжелые в зависимости от фактического масштаба $\hat{s}$.

≥1 : программа везде будет использовать безмассовое приближение, считая, что в MSTP(38) включаются петли безмассовых кварков нескольких сортов (однако – не больше 8). Обычно используется =5 для включения всех кварков до b, и =6 для включения еще и t-кварка.

Предупреждение: для =0 может возникнуть численная неустойчивость при рассеянии на малые углы. Поэтому пользователям рекомендуется устанавливать CKIN(27) и CKIN(28) так, чтобы исключить этот диапазон углов рассеяния, не всегда представляющий интерес.

MSTP(41) : (D=1) главный ключ для всех распадов резонансов (Z^0, $\mathrm{W}^{\pm}$, H^0, Z'^0, $\mathrm{W}'^{\pm}$, H'^0, A^0, $\mathrm{H}^{\pm}$, $\mathrm{L_Q}$, R^0, d^*, u^*, …).

= 0 : выключены.

= 1 : включены.

Замечание: для MSTP(41)=1 можно также выключить распады отдельных резонансов при использовании ключа `MDCY(KC,1)` в Jetset. Однако так как значения `MDCY` перезаписываются при вызове `PYINIT`, конкретный резонанс должен выключаться после вызова `PYINIT`.

Предупреждение: Распад лептокварка не должен выключаться, если позже предполагается разрешить такой распад (с `LUEXEC`); см. параграф 8.5.3.

`MSTP(42)` : (D=1) обработка массы в 2 → 2 процессах, где резонансы в конечном состоянии имеют конечную ширину (см. `PARP(41)`). (Не используется для рождения одиночного s-канального резонанса, где масса появляется в сечении явно, и поэтому резонанс всегда выбирается с шириной).

`= 0` : частицы помещаются на массовую поверхность.

`= 1` : масса генерируется в соответствии с распределением Брейта–Вигнера.

`MSTP(43)` : (D=3) обработка Z^0/γ^*-интерференции в матричных элементах. До сих пор выполнена только для процессов 1 и 22; в других процессах то, что называется Z^0, действительно есть только Z^0, без вклада γ^*.

`= 1` : только γ^*.

`= 2` : только Z^0.

`= 3` : полная Z^0/γ^*-структура (с интерференцией).

`MSTP(44)` : (D=7) $\mathrm{Z}'^0/\mathrm{Z}^0/\gamma^*$-интерференция в матричных элементах.

`= 1` : только γ^*.

`= 2` : только Z^0.

`= 3` : только Z'^0.

`= 4` : только Z^0/γ^* (с интерференцией).

`= 5` : только Z'^0/γ^* (с интерференцией).

`= 6` : только $\mathrm{Z}'^0/\mathrm{Z}^0$ (с интерференцией).

`= 7` : полная $\mathrm{Z}'^0/\mathrm{Z}^0/\gamma^*$-структура (с интерференцией).

`MSTP(45)` : (D=2) структура WW → WW (ISUB = 77).

`= 1` : только $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^+ \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^+$ и $\mathrm{W}^-\mathrm{W}^- \to \mathrm{W}^-\mathrm{W}^-$.

`= 2` : только $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$.

`= 3` : все комбинации заряженных WW → WW.

`MSTP(46)` : (D=1) структура $VV \to V'V'$ (ISUB = 71 - 77), где V – продольный калибровочный бозон.

`= 0` : только s-канальные обмены хиггсами (если они существуют). С этой опцией подпроцессы 71 - 72 и 76 - 77 будут, по существу, эквивалентными подпроцессам 5 и 8, с соответствующими каналами распада (то есть только $\mathrm{Z}^0\mathrm{Z}^0$ или $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$), установленными в `MDME`. Однако описание, полученное для подпроцессов 5 и 8 в этом случае, весьма сложно; см. параграф 8.4.2.

`= 1` : все диаграммы, дающие вклады в $VV \to V'V'$.

`= 2` : только диаграммы, не включающие обмен хиггсом (в s-, t- или u-канале); тогда эта опция дает инвариантное поведение в случае, если никакого хиггса не существует, включая нефизические нарушения унитарности при высоких энергиях.

`= 3` : сильновзаимодействующая хиггсоподобная модель Dobado, Herrero и Terron [Dob91] с нормировкой Padé. Обратите внимание, что для использования этой опции необходимо установить значение массы хиггса больше 20 ТэВ (то есть `PMAS(25,1)=20000.`). Параметр ν задается в `PARP(44)` и не должен изменяться.

`= 4` : как `=3`, но с унитаризацией K-матрицы.

`= 5` : сильновзаимодействующая КХД-подобная модель Dobado, Herrero и

Terron [Dob91] с нормировкой Padé. Параметр ν задается в `PARP(44)` и не должен изменяться. Эффективная масса техни-ρ в этой модели задается в `PARP(45)`; по умолчанию она равна 2054 ГэВ, как ожидается для трех техницветных частиц на основании приближения пропорционального увеличения значения массы обычного ρ.

= 6 : как =5, но с унитаризацией K-матрицы. Так как `PARP(45)` – по-прежнему параметр модели, этот тип унитаризации не вызывает резонанса при значении массы `PARP(45)`.

`MSTP(47)` : (D=1) (C) угловая ориентация продуктов распада резонансов (Z^0, $W^\pm$, H^0, Z'^0, $W'^\pm$, и т.д.), как для одиночных, так и для рожденных в паре (как в распаде H^0) либо в комбинации с одиночным кварком, глюоном или фотоном.

= 0 : независимый распад каждого резонанса, изотропный в системе ЦМ резонанса.

= 1 : коррелированные распадные угловые распределения в соответствии с матричными элементами.

`MSTP(51)` : (D=1) выбор структурной функции протона; см. также `MSTP(52)` .

= 1 : EHLQ набор 1 (модифицированная версия 1986 года).
= 2 : EHLQ набор 2 (модифицированная версия 1986 года).
= 3 : Duke-Owens набор 1.
= 4 : Duke-Owens набор 2.
= 5 : Morfín-Tung выбор 1.
= 6 : Morfín-Tung набор 2 (или S1).
= 7 : Morfín-Tung набор 3 (или B2).
= 8 : Morfín-Tung набор 4 (или E).
= 9 : Glück-Reya-Vogt LO набор.
= 10 : Glück-Reya-Vogt HO набор.

Замечание: так как все параметризации имеют некоторую область применимости, структурные функции считаются равными единице при значениях Q^2, лежащих за пределами области, покрываемой данной параметризацией. Экстраполяция для малых значений x осуществляется в `PARP(51)`.

`MSTP(52)` : (D=1) выбор библиотеки, содержащей структурную функцию протона.

= 1 : внутренняя библиотека PYTHIA, со структурными функциями, определяемыми согласно `MSTP(51)` выше.

= 2 : библиотека PDFLIB [Plo91], со значением PDFLIB `MODE`, заданным в `MSTP(51)`.

= 3 : библиотека PAKPDF [Cha92], с PAKPDF `100*IPAR+ISET`, заданным в `MSTP(51)`. Значение `ISET` вполне может быть отрицательным.

Замечание: чтобы использовать опции 2 и 3, необходимо обеспечить вызовы PDFLIB и PAKPDF соответственно в подпрограммах `PYINIT` и `PYSTFU`. Как это сделать, указано в самом фортрановском файле; ищите строки, начинающиеся с `C!` в первых двух столбцах.

Предупреждение: Для внешних библиотек структурных функций PYTHIA не проверяет, соответствует ли `MSTP(51)` допустимому коду и существуют ли специальные ограничения на x и Q^2 для данного набора, чтобы не учитывались заведомо неверные значения. Это налагает на пользователя дополнительную ответственность.

`MSTP(53)` : (D=1) выбор структурной функции пиона; см. также `MSTP(54)` .

= 1 : Owens набор 1.

= 2 : Owens набор 2.

`MSTP(54)` : (D=1) выбор библиотеки, содержащей структурную функцию пиона.

= 1 : внутренняя библиотека Pythia со структурными функциями, определенными согласно `MSTP(53)` выше.

= 2 : библиотека Pdflib [Plo91] с Pdflib `MODE`, заданным в `MSTP(53)`.

Замечание: чтобы использовать опцию 2, необходимо обеспечить вызов Pdflib в подпрограммах `PYINIT` и `PYSTFU`.

Предупреждение: См. предупреждение для `MSTP(52)`.

`MSTP(55)` : (D=1) выбор структурной функции фотона; см. также `MSTP(56)`. В настоящее время не имеется никаких других вариантов для этого ключа.

= 1 : Drees-Grassie.

`MSTP(56)` : (D=1) выбор библиотеки, содержащей структурную функцию фотона.

= 1 : внутренняя библиотека Pythia со структурной функцией, определенной согласно `MSTP(55)` выше.

= 2 : библиотека Pdflib [Plo91], с Pdflib `MODE`, заданным в `MSTP(55)`.

= 3 : библиотека Phopdf [Cha91], с Phopdf `100*IPAR+ISET`, заданными в `MSTP(55)`.

Замечание: чтобы использовать опции 2 и 3, необходимо обеспечить вызовы Pdflib и Phopdf соответственно в подпрограммах `PYINIT`, `PYSTFU` и `PYSTEL`.

Предупреждение: см. выше для структурных функций протона и пиона.

`MSTP(57)` : (D=1) выбор Q^2-зависимости структурных функций. Эта опция применяется только к структурным функциям протона, пиона и фотона, вызываемым из Pythia или Pdflib, но не из Phopdf.

= 0 : структурные функции вычисляются для номинального значения нижнего предела Q_0^2, т.е. не зависят от Q^2.

= 1 : используется параметризация Q^2-зависимости.

`MSTP(58)` : (D=min (6,2× `MSTP(1)`)) максимальное число кварковых ароматов, используемое при вычислении структурных функций, и, следовательно, при генерации пространственноподобных ливней в начальном состоянии. Если некоторые распределения (особенно для t-кварка) отсутствуют в параметризации, выбранной в `MSTP(51)`, то они, очевидно, автоматически исключаются.

`MSTP(61)` : (D=1) (C) главный ключ для КХД- и КЭД-излучения в начальном состоянии.

= 0 : выключено.

= 1 : включено.

`MSTP(62) - MSTP(65)` : (C) еще некоторые ключи для излучения в начальном состоянии; см. раздел 10.4.

`MSTP(71)` : (D=1) (C) главный ключ для КХД- и КЭД-излучения в конечном состоянии.

= 0 : выключено.

= 1 : включено.

Замечание: дополнительные ключи (например, для стандартного/когерентного ливня) даны в `MSTJ(41) - MSTJ(49)` и `PARJ(81) - PARJ(88)`, см. раздел 10.4.

`MSTP(81)` : (D=1) главный ключ для многократных взаимодействий.

= 0 : выключены.

= 1 : включены.

`MSTP(82) - MSTP(83)` : еще ключи для многократных взаимодействий, см. раздел 11.4.

`MSTP(91) - MSTP(93)` : ключи для обработки пучкового остатка, см. раздел 11.4.

`MSTP(101)` : (D=1) (C) структура дифракционной системы.
`= 1` : летящий вперед дикварк + взаимодействующий кварк.
`= 2` : летящий вперед дикварк + кварк, окутанный облаком глюонов и взаимодействующий через них.

`MSTP(102)` : (D=1) (C) распад ρ^0-мезона, рожденного при "упругом" рассеянии на входящем γ, как в γp $\to$ ρ^0p, или при возбуждении адрона в результате соударения.
`= 0` : для ρ^0 разрешен изотропный распад подобно ρ^0, рожденному в любом другом процессе.
`= 1` : распад $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ дан с угловым распределением, пропорциональным $\sin^2\theta$ в системе покоя, где ось z выбирается по направлению движения ρ^0. Распад ρ^0 тогда дан как часть жесткого процесса, то есть как для `MSTP(111)=0`.

`MSTP(111)` : (D=1) (C) главный ключ для фрагментации и распада, выполняемых при вызове `LUEXEC`.
`= 0` : выключено.
`= 1` : включено.
`= -1` : выбираются только кинематические переменные для жесткого рассеяния, то есть не определяются никакие струи. Это полезно, например, при вычислении сечений взаимодействия (интегрированием по методу Монте-Карло) без необходимости моделировать события; информация, полученная с `PYSTAT(1)`, при этом будет правильной.

`MSTP(112)` : (D=1) (C) ключ ограничений на партонные события, влияет на чрезвычайно малую часть всех событий.
`= 0` : нет никаких ограничений (может использоваться только при независимой фрагментации, по крайней мере, в принципе).
`= 1` : струнные ограничения (как обычно требуется для фрагментации).

`MSTP(113)` : (D=1) (C) пересчет значений энергии партонов исходя из величины их импульсов и масс, выполняемый непосредственно перед фрагментацией для того, чтобы компенсировать, в частности, некоторые численные проблемы, возникающие при высоких энергиях.
`= 0` : не выполняется.
`= 1` : выполняется.

`MSTP(121)` : (D=0) вычисление коэффициентов при кинематическом отборе и максимумов дифференциальных сечений для включенных подпроцессов (пользователем или по умолчанию).
`= 0` : неизвестны; вычислять при инициализации.
`= 1` : неизвестны; вычислять при инициализации, однако после того, как максимальное значение будет получено, оно умножается на `PARP(121)` (это может быть полезным, если в предыдущем выполнении того же самого вида наблюдалось расхождение сечений, обусловленное соответствующим множителем).
`= 2` : известны; коэффициенты кинематического отбора заданы пользователем в `COEF(ISUB,J)` (`J` = 1 - 20) в общем блоке `PYINT2`, а максимумы соответствующего дифференциального сечения, умноженные на якобиан, – в `XSEC(ISUB,1)` в общем блоке `PYINT5`. Это должно выполняться для ка-

ждого включенного подпроцесса ISUB перед инициализацией, с суммой всех значений `XSEC(ISUB,1)`, кроме ISUB = 95, заданной в `XSEC(0,1)`.

`MSTP(122)` : (D=1) сообщения об инициализации и нахождении максимумов дифференциальных сечений (см. также `MSTP(127)`).
- `= 0` : нет никаких сообщений.
- `= 1` : краткое сообщение.
- `= 2` : детальное сообщение, включающее указание всех максимумов.

`MSTP(123)` : (D=2) реакция на полученные расходимости при подсчете дифференциального сечения.
- `= 0` : генерация прекращается, и печатается сообщение.
- `= 1` : генерация продолжается, и печатается сообщение для каждой следующей более сильной расходимости.
- `= 2` : как `=1`, но также и увеличение значения максимума.

`MSTP(124)` : (D=1) (C) система для представления события.
- `= 1` : как определяется в `PYINIT`.
- `= 2` : система ЦМ для входящих частиц.

`MSTP(125)` : (D=1) (C) документирование партонного процесса, подробнее см. раздел5.3.2.
- `= 0` : печатается только окончательная конфигурация струн/частиц.
- `= 1` : дополнительно печатается короткое резюме жесткого процесса.
- `= 2` : полное описание промежуточных шагов развития партонного ливня.

`MSTP(126)` : (D=20) число строк в начале записи события, которые резервируются для информации об истории события; см. раздел 5.3.2. Это значение никогда не должно уменьшаться, но впоследствии может быть увеличено при включении более сложных процессов.

`MSTP(127)` : (D=1) печать заголовка (номер версии и последняя дата изменения) для выходного файла.
- `= 0` : не выполнено.
- `= 1` : заголовок печатается при первом вызове `PYINIT`, для которого автоматически устанавливается значение `MSTP(127)=0`.

`MSTP(128)` : (D=0) сохранение копии записи о продуктах распада резонанса в разделе документации в записи события, а информации о материнской частице (`K(I,3)`), отвечающей данным продуктам распада (приведенной в основной части записи события) – в копии раздела документации.
- `= 0` : информация о продуктах задана также и в разделе документации, и о каждом продукте, заданном в основном разделе, имеется соответствующая запись в разделе документации (взаимное соответствие).
- `= 1` : информация о продуктах задана также и в разделе документации, но взаимное соответствие устанавливается только между информацией о продуктах и распавшемся резонансе, заданной в основном разделе.
- `= 2` : продукты не задаются в разделе документации, взаимное соответствие устанавливается между информацией о продуктах и распавшемся резонансе, заданной в основном разделе.

`MSTP(129)` : (D=10) для нахождения максимумов сечений 2 → 3 процессов (`ISET(ISUB)=5`) каждая точка фазового пространства в координатах τ, y и τ' проверяется в

`MSTP(129)` переходом в другие (случайным образом выбранные) координаты для определения эффективного максимума в координатах (τ, y, τ').

`MSTP(131)` : (D=0) главный ключ для наложенных событий, то есть для нескольких независимых адрон-адронных взаимодействий, сгенерированных в одном и том же пересечении пучков, с событиями, следующих друг за другом в записи события.

`= 0` : выключен, то есть одновременно генерируется только одно событие.

`= 1` : включен, то есть присутствует несколько событий в одной записи события. Информация относительно сгенерированных процессов может быть извлечена из `MSTI(41) - MSTI(50)`.

`MSTP(132) - MSTP(134)` : еще ключи для событий многократных взаимодействий, см. раздел 11.4.

`MSTP(141)` : (D=0) вызов `PYKCUT` в цепочке генерации событий для включения заданных пользователем ограничений.

`= 0` : не вызывается.

`= 1` : вызывается.

`MSTP(142)` : (D=0) вызов `PYEVWT` в цепочке генерации событий для получения события с весом либо для изменения стандартных сечений. Подробнее см. описание `PYEVWT` в разделе 9.1.

`= 0` : не вызывается.

`= 1` : вызывается; распределения событий по подпроцессам и кинематическим переменным умножаются на коэффициент `WTXS`, заданный пользователем при вызове `PYEVWT`, но события учитываются с компенсирующим весом `PARI(10)=`
`1./WTXS`, так что результирующие значения сечений не изменяются.

`= 2` : вызывается; сечение умножается на коэффициент `WTXS`, заданный пользователем при вызове `PYEVWT`.

`MSTP(151)` : (D=0) вводит смещение положения первоначальной вершины событий.

`= 0` : нет смещения, то есть первичная вершина каждого события расположена в начале координат.

`= 1` : есть смещение, с гауссовыми распределениями отдельно по x, y, z и t. Соответствующие ширины гауссианов должны быть заданы в `PARP(151 - PARP(154)`. Наложенные события также получают отдельные первичные вершины. Для более сложных форм профиля пучка (например, распространяющегося в направлении z в зависимости от t) не предусмотрено никакого обеспечения. Обратите внимание, что большой поперечный размер пучка в комбинации с некоторыми опциями `MSTJ(22)` может привести к тому, что большому количеству частиц вообще не будет разрешен распад.

`MSTP(181)` : (R) номер версии Pythia.

`MSTP(182)` : (R) номер подверсии Pythia.

`MSTP(183)` : (R) год последнего изменения Pythia.

`MSTP(184)` : (R) месяц последнего изменения Pythia.

`MSTP(185)` : (R) день последнего изменения Pythia.

`PARP(1)` : (D=0.25 ГэВ) номинальное значение Λ_{QCD}, используемое для вычисления α_s в жестком рассеянии (см. `MSTP(3)`).

`PARP(2)` : (D=10. ГэВ) минимальная энергия взаимодействия в системе ЦМ события как целого, которую программа допускает при моделировании.

`PARP(11), PARP(12)` : (D=0., -0.67) коэффициенты учитывающей излучение пучка эффективной электронной структурной функции, см. `MSTP(11)=2`. Чтобы гарантировать соответствующую нормировку, необходимо, чтобы оба значения

PARP(11) и PARP(12) были больше -1; практически, значения меньше (грубо) -0.95 не рекомендуются.

PARP(13) : (D=25. ГэВ^2) значение Q^2_{max}, которое устанавливается пользователем для определения максимального значения импульса, разрешенного для фоторождения при использовании опции MSTP(13)=2.

PARP(14) : (D=0.01) при численном интегрировании структурных функций кварка и глюона внутри электрона, вычисление последовательным делением пополам прерывается, если две величины в соотношении |new-old|/(new+old) больше PARP(14). Существуют аппаратные ограничения на нижний и верхний пределы, соответственно, для 2 и 8 делений.

PARP(21) - PARP(26) : (D=6 * 0.) сечения и параметры наклона, которые пользователь устанавливает самостоятельно, когда MSTP(30)=0 и MSTP(31)=0. Если используются эти опции, то, по крайней мере для PARP(21) и PARP(25), нужно задавать ненулевые значения, иначе возможен аварийный отказ программы. Все значения берутся в зависимости от энергии в системе ЦМ для текущего выполнения, то есть энергетическая зависимость параметров не нуждается в определении (в отличие от базовых параметризаций, заданных в программе).

PARP(21) : полное сечение σ_{tot} в мб.
PARP(22) : упругое сечение σ_{el} в мб.
PARP(23) : сечение одиночной дифракции σ_{sd} в мб.
PARP(24) : сечение двойной дифракции σ_{dd} в мб.
PARP(25) : ядерный параметр наклона B в ГэВ$^{-1}$; см. уравнение (7.49).
PARP(26) : параметр кривизны C в ГэВ$^{-2}$; см. уравнение (7.49).

PARP(31) : (D=1.5) общий множитель K в дифференциальном сечении жесткого партон-партонного процесса для MSTP(33)=1 или 2, за исключением диаграмм с аннигиляцией цвета в последнем случае.

PARP(32) : (D=2.0) специальный множитель K в дифференциальном сечении жесткого процесса с аннигиляцией цвета, включая рождение резонанса, для MSTP(33)=2.

PARP(33) : (D=0.075) на этот коэффициент умножается обычный масштаб Q^2 в α_s при жестком взаимодействии для MSTP(33)=3. Эффективный множитель K, полученный таким образом, находится в согласии с результатами [Ell86].

PARP(35) : (D=0.20) устанавливает значение α_s, которое используется в выражении для порогового множителя в процессе рождения тяжелого аромата, MSTP(35)=1.

PARP(36) : (D=0. ГэВ) ширина Γ_{Q} тяжелого аромата, анализируемого в процессах ISUB = 81 или 82; используется в пороговом множителе, когда MSTP(35)=2.

PARP(37) : (D=2.) для MSTP(37)=1 регуляризует точку, в которой задается фиксированная инвариантная масса кварка, фигурирующая в константе связи хиггса; масса кварка с учетом поправок считается совпадающей с фиксированной в этой точке, то есть $m_{running}$(PARP(37)$\times m_{\mathrm{fix}}) = m_{\mathrm{fix}}$.

PARP(38) : (D=0.70 ГэВ^3) квадрат волновой функции в начальном состоянии, $|R(0)|^2$, для волновой функции J/ψ. Используется для процесса 86, см. [Glo88].

PARP(39) : (D=0.006 ГэВ^3) квадрат производной волновой функции в начальном состоянии, $|R'(0)|^2/m^2$, для волновой функции χ_{c}. Используется для процессов 87, 88 и 89, см. [Glo88].

PARP(41) : (D=0.020 ГэВ) используется при генерации массы резонанса; только резонансы с полной шириной более PARP(41) генерируются по брейт–вигнеровской формуле (если это разрешено в MSTP(42)), тогда как более узкие резонансы помещаются на массовую поверхность.

`PARP(42)` : (D=2. ГэВ) минимальная масса резонанса, разрешенная при вычислении полной ширины распада H^0 в Z^0Z^0 или W^+W^- для случаев, когда H^0 настолько легкий, что по крайней мере один Z/W вынужден находиться на массовой поверхности. Используется также в общем случае для проверки значений минимального значения массы резонанса. Обратите внимание, что некоторые значения `CKIN` также могут накладывать дополнительные ограничения.

`PARP(43)` : (D=0.10) параметр точности, используемый при численном интегрировании ширины канала распада с одним (по крайней мере) продуктом, находящимся на массовой поверхности.

`PARP(44)` : (D=1000.) параметр ν в модели сильно взаимодействующих Z/W (Dobado, Herrero и Terron [Dob91]).

`PARP(45)` : (D=2054. ГэВ) эффективный массовый параметр техни-ρ в сильно взаимодействующей модели Dobado, Herrero и Terron [Dob91]; см. `MSTP(46)=5`. По физическим причинам не должен выбираться меньшим 1 ТэВ и большим значения по умолчанию.

`PARP(46)` : (D=123. ГэВ) константа распада F_π, которая входит как $1/{F_\pi}^2$ во все парциальные ширины распада техни-η [Eic84, App92].

`PARP(51)` : (D=1.) если структурные функции для легких ароматов должны быть экстраполированы до значений x, меньших, чем в области, покрытой параметризациями, то для них принимается поведение вида x^{-b}, с $b =$ `PARP(51)`. Эта опция требует для себя только наборов структурных функций протона EHLQ и GRV, которые являются внутренними для PYTHIA.

`PARP(61) - PARP(65)` : (C) параметры излучения в начальном состоянии, см. раздел 10.4.

`PARP(71)` : (C) параметр излучения в конечном состоянии, см. раздел 10.4.

`PARP(81) - PARP(88)` : параметры для многократных взаимодействий, см. раздел 11.4.

`PARP(91) - PARP(100)` : параметры для обработки пучковых остатков, см. раздел 11.4.

`PARP(102)` : (D=0.28 ГэВ) массовый спектр дифракционных состояний (в одиночном и двойном дифракционном рассеянии) начинается с минимального значения `PARP(102)` для массы частицы, возбужденной при соударении. В этом случае входящий γ считается имеющим массу ρ^0.

`PARP(103)` : (D=1.0 ГэВ) если масса дифракционного состояния меньше `PARP(103)` (при этом она выше массы частицы, возбужденной при соударении), состояние вынуждено распадаться изотропно по каналу с двумя частицами в конечном состоянии. В этом случае входящий γ считается имеющим массу ρ^0. Если значение массы выше этого порога, используется стандартный механизм струнной фрагментации. Вынужденный двухчастичный распад выполняется также для `MSTP(111)=0`.

`PARP(111)` : (D=2. ГэВ) используется для определения минимального значения инвариантной массы остаточной адронной системы (то есть когда взаимодействующие партоны удалились), зависящей от масс первичных адронов и отделившихся партонов.

`PARP(121)` : (D=1.) на этот коэффициент умножаются максимумы, найденные с помощью процедуры первоначального поиска максимумов, при `MSTP(121)=1`; обычно

`PARP(121)` задается как продукт всех полученных множителей, содержащих расходимости (как отношение конечного максимального значения к начальному максимальному значению) для данного процесса.

`PARP(122)` : (D=0.4) доля полной вероятности, приходящаяся на коэффициенты `COEF`, доступные для данной переменной, (оставшаяся часть распределена согласно результатам оптимизации `PYMAXI`).

`PARP(131)` : параметр для наложенных событий, см. раздел 11.4.

`PARP(151) - PARP(154)` : (D= 4*0.) (C) регулируют принятый геометрический размер пучка. Для `MSTP(151)=1` координаты x, y, z и t первичной вершины каждого события распределены по четырем независимым гауссианам. Ширины этих гауссианов даются четырьмя соответствующими параметрами, где первые три измеряются в мм и четвертый – в мм/с.

`PARP(161) - PARP(163)` : (D=2.20, 23.6, 18.4) величины константы распада фотона $f_V^2/4\pi$ в векторные мезоны ρ^0, ω и ϕ.

9.4 Общая информация о событии

После генерации события при вызове `PYEVNT` информация относительно этого события сохраняется в массивах `MSTI` и `PARI` общего блока `PYPARS` (часто копируется прямо со значений внутренних переменных `MINT` и `VINT`). Дальнейшая информация сохраняется в полной записи события; см. раздел 5.2.

Часть информации применима только к некоторым подпроцессам; по умолчанию для всех подпроцессов, к которым эта информация неприменима, устанавливается значение 0. Обратите внимание, что, подобно ограничениям `CKIN`, описанным в разделе 9.2, кинематические переменные (кроме тех случаев, где явно не установлено иначе) относятся к процессам жесткого рассеяния до включения эффектов в начальном и конечном состоянии.

```
COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)
```

Назначение: дает информацию относительно последнего сгенерированного события или, в небольшом количестве случаев, накопленной в течение выполнения статистики.

`MSTI(1)` : определяет общий тип подпроцесса, который имеет место, согласно ISUB-коду, данному в разделе 8.1.

`MSTI(2)` : всякий раз, когда задания `MSTI(1)` (совместно с `MSTI(15)` и `MSTI(16)`) недостаточно для определения типа процесса единственным образом, `MSTI(2)` обеспечивает упорядочение различных возможностей. Это особенно актуально для описания различных топологий цветовых потоков, допустимых в $2 \to 2$ процессах КХД. С i = `MSTI(15)`, j = `MSTI(16)` и k = `MSTI(2)`, имеются следующие возможности, по классификационной схеме [Ben84] (см. параграф 8.2.1):

ISUB = 11, $i = j$, $\mathrm{q}_i\mathrm{q}_i \to \mathrm{q}_i\mathrm{q}_i$;
  $k = 1$: цветная конфигурация A.
  $k = 2$: цветная конфигурация B.
ISUB = 11, $i \neq j$, $\mathrm{q}_i\mathrm{q}_j \to \mathrm{q}_i\mathrm{q}_j$;
  $k = 1$: единственная возможность.
ISUB = 12, $\overline{\mathrm{q}}_i\mathrm{q}_i \to \overline{\mathrm{q}}_l\mathrm{q}_l$;
  $k = 1$: единственная возможность.
ISUB = 13, $\overline{\mathrm{q}}_i\mathrm{q}_i \to \mathrm{gg}$;
  $k = 1$: цветная конфигурация A.
  $k = 2$: цветная конфигурация B.

ISUB = 28, $q_i g \to q_i g$;
$k = 1$: цветная конфигурация A.
$k = 2$: цветная конфигурация B.
ISUB = 53, gg $\to q_l \overline{q}_l$;
$k = 1$: цветная конфигурация A.
$k = 2$: цветная конфигурация B.
ISUB = 68, $gg \to gg$;
$k = 1$: цветная конфигурация A.
$k = 2$: цветная конфигурация B.
$k = 3$: цветная конфигурация C.
ISUB = 83, fq $\to$ f$'$Q (t-канальный обмен W; здесь k определяет не различные цветные конфигурации, а результат отбора, произведенного пользователем);
$k = 1$: тяжелый аромат Q рождается со стороны 1 (частицы пучка).
$k = 2$: тяжелый аромат Q рождается со стороны 2 (частицы мишени).

`MSTI(3)` : число партонов, рожденных в жестких взаимодействиях, то есть число n, используемое в $2 \to n$ матричных элементах; иногда равно 3 или 4, когда базисный $2 \to 1$ или $2 \to 2$ процесс был усложнен двумя $1 \to 2$ начальными переходами (подобно $qq' \to q''q'''H^0$).

`MSTI(4)` : число документационных строк в начале общего блока `LUJETS`, которые даются при `K(I,1)=21`; для `MSTP(125)=0` это число равно 0.

`MSTI(5)` : число событий, сгенерированных в текущем выполнении.

`MSTI(6)` : текущая система координат события, см. `MSTP(124)`.

`MSTI(7)`, `MSTI(8)` : номер строки для документации выходящих партонов/частиц в процессах жесткого рассеяния $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$ (если эта информация не нужна, установите значение 0).

`MSTI(10)` : 1, если максимум сечения имел ультрафиолетовую расходимость в текущем событии, и 0, если нет.

`MSTI(11)` : KF-код аромата для частицы пучка (сторона 1).

`MSTI(12)` : KF-код аромата для частицы мишени (сторона 2).

`MSTI(13)`, `MSTI(14)` : KF-коды ароматов для инициаторов ливней в начальном состоянии со сторон 1 и 2, соответственно.

`MSTI(15)`, `MSTI(16)` : KF-коды ароматов для входящих партонов в жестком взаимодействии с 1 и 2 сторон.

`MSTI(17)`, `MSTI(18)` : флаги, сигнализирующие, что частица со стороны 1 или 2 рассеялась дифракционно; 0, если это не так, 1, если так.

`MSTI(21) - MSTI(24)` : KF-коды ароматов для выходящих партонов в жестком взаимодействии. Число фактически используемых позиций зависит от процесса, см. `MSTI(3)`; неиспользуемые конечные позиции устанавливаются на 0.

`MSTI(25)`, `MSTI(26)` : KF-коды ароматов продуктов распада одиночного s-канального резонанса, рожденного в жестком взаимодействии. Используются только при `MSTI(3)=1`, если разрешен распад резонанса.

`MSTI(31)` : число жестких или полужестких рассеяний, имевших место в текущем событии в сценарии многократных взаимодействий; значение этой опции нужно установить на 0 для событий с малыми поперечными импульсами.

`MSTI(41)` : число наложенных событий, сгенерированных при последнем вызове `PYEVNT` (включая самое первое, "жесткое", событие).

`MSTI(42) - MSTI(50)` : ISUB-коды для событий 2 - 10, сгенерированных в сценарии наложенных событий. ISUB-код первого события задается в `MSTI(1)`. Если

`MSTI(41)` меньше 10, заполняется столько позиций, сколько имеется наложенных событий. Если MSTI(41) больше 10, некоторое число ISUB-кодов нигде не будет присутствовать.

`MSTI(51)` : обычно 0, но равно 1, если при вызове `PYUPEV` такое событие не может быть сгенерировано и возвращается. Подробнее см. конец раздела 9.5.

`MSTI(52)` : счетчик для номера конфигурации текущего события, которая была возвращена из-за неудачи в применении механизма генерации событий. Для принятых событий это значение всегда 0, но счетчик может использоваться также внутри `PYUPEV` для проверки на возникновение аномальных событий. Подробнее см. конец раздела 9.5.

`PARI(1)` : полное интегральное сечение для исследуемого процесса, в мб. Это значение получается как результат кинематического отбора для жесткого процесса и поэтому вычисляется с лучшей точностью для большего количества сгенерированных событий. Значение, заданное здесь, учитывает все события с точностью до одного, сгенерированного последним.

`PARI(2)` : отношение `PARI(1)/MSTI(5)`, то есть отношение полного интегрального сечения и числа сгенерированных событий. Гистограммы, полученные для событий с единичным весом, должны умножаться на этот коэффициент в конце выполнения для преобразования результатов в мб. Для `MSTP(142)=1` `MSTI(5)` заменяется суммой, умноженной на значение `PARI(10)`. Гистограммы тогда заполняются событиями с весом `PARI(10)` для каждого и умножаются в конце на `PARI(2)`.

`PARI(9)` : вес `WTXS`, извлекаемый при вызове `PYEVWT` для `MSTP(142)`≥ 1, иначе 1.

`PARI(10)` : компенсирующий вес `(1.)/WTXS`, относящийся к событиям при `MSTP(142)=1`, иначе 1.

`PARI(11)` : E_{cm}, то есть полная энергия в системе ЦМ

`PARI(12)` : s , то есть квадрат энергии в системе ЦМ

`PARI(13)` : $\hat{m} = \sqrt{\hat{s}}$, то есть масса системы, участвующей в жестком рассеянии.

`PARI(14)` : $\hat{s}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1$).

`PARI(15)` : $\hat{t}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$).

`PARI(16)` : $\hat{u}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$).

`PARI(17)` : $\hat{p}_{\perp}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$), вычисленный в системе покоя для жесткого взаимодействия.

`PARI(18)` : $\hat{p}_{\perp}^2$ жесткого подпроцесса; см. `PARI(17)`.

`PARI(19)` : $\hat{m}'$, масса сложного трех- или четырехчастичного конечного состояния в $2 \to 3$ или $2 \to 4$ процессах (тогда как $\hat{m}$, данная в `PARI(13)`, здесь соответствует массе одно- или двухчастичного состояния). Из кинематики $\hat{m} \leq \hat{m}' \leq E_{cm}$.

`PARI(20)` : $\hat{s}' = \hat{m}'^2$; см. `PARI(19)`.

`PARI(21)` : Q жесткого подпроцесса. Точное определение зависит от процесса, см. `MSTP(32)`.

`PARI(22)` : Q^2 жесткого подпроцесса; см. `PARI(21)`.

`PARI(23)` : Q специфического подпроцесса жесткого рассеяния. Совпадает с `PARI(21)` для $2 \to 1$ или $2 \to 2$ процессов. Для $2 \to 3$ или $2 \to 4$ процессов слияния W/Z определяется значением массы W/Z, а для подпроцессов 121 и 122 – значением массы тяжелого кварка.

`PARI(24)` : Q^2 специфического подпроцесса жесткого рассеяния; см. `PARI(23)`.

`PARI(25)` : значение Q, определяющее максимальную виртуальность в партонных ливнях. Равняется `PARI(23)`, кроме случая процессов глубоконеупругого рассеяния для `MSTP(22)`≥ 1.

`PARI(26)` : значение Q^2 в партонных ливнях; см. `PARI(25)`.

`PARI(31)`, `PARI(32)` : доля импульса x инициаторов партонного ливня начального состояния со стороны 1 и 2, соответственно.

`PARI(33)`, `PARI(34)` : доля импульса x, уносимая партонами при жестком взаимодействии, как, например, принимается в структурных функциях.

`PARI(35)` : фейнмановская переменная x, $x_F = x_1 - x_2 =$ `PARI(33)`$-$ `PARI(34)`.

`PARI(36)` : $\tau = \hat{s}/s = x_1 x_2 =$`PARI(33)`$\times$ `PARI(34)`.

`PARI(37)` : $y = (1/2)\ln(x_1/x_2)$, то есть быстрота подсистемы, участвующей в жестком рассеянии, в системе ЦМ события как целого.

`PARI(38)` : $\tau' = \hat{s}'/s =$ `PARI(20)/PARI(12)`.

`PARI(39)`, `PARI(40)` : первоначальное значение $k_\perp$ для двух пучковых остатков.

`PARI(41)` : $\cos\hat{\theta}$, где $\hat{\theta}$ – угол рассеяния в $2 \to 2$ (или $2 \to 1 \to 2$) процессах, определенный в системе покоя подсистемы, участвующей в жестком рассеянии.

`PARI(42)` : $x_\perp$, то есть доля поперечного импульса для подпроцесса жесткого рассеяния, $x_\perp = 2\hat{p}_\perp/E_{cm}$.

`PARI(43)`, `PARI(44)` : x_{L3} и x_{L4}, то есть доли продольных компонент импульсов двух рассеянных партонов в диапазоне $-1 < x_L < 1$, в системе ЦМ события как целого.

`PARI(45)`, `PARI(46)` : x_3 и x_4, то есть доли энергии двух рассеянных партонов, в системе ЦМ события как целого.

`PARI(47)`, `PARI(48)` : y_3^* и y_4^*, то есть быстроты двух рассеянных партонов в системе ЦМ события как целого.

`PARI(49)`, `PARI(50)` : η_3^* и η_4^*, то есть псевдобыстроты двух рассеянных партонов в системе ЦМ события как целого.

`PARI(51)`, `PARI(52)` : $\cos\theta_3^*$ и $\cos\theta_4^*$, то есть косинусы полярных углов двух рассеянных партонов в системе ЦМ события как целого.

`PARI(53)`, `PARI(54)` : θ_3^* и θ_4^*, то есть полярные углы двух рассеянных партонов, определенные в диапазоне $0 < \theta^* < \pi$ в системе ЦМ события как целого.

`PARI(55)`, `PARI(56)` : азимутальные углы ϕ_3^* и ϕ_4^* двух рассеянных партонов, определенные в диапазоне $-\pi < \phi^* < \pi$ в системе ЦМ события как целого.

`PARI(61)` : коэффициент увеличения числа многократных взаимодействий в текущем событим. Большое значение соответствует центральному столкновению, маленькое – периферическому.

`PARI(65)` : сумма поперечных импульсов партонов, сгенерированных в самом жестком взаимодействии в событии, исключая излучение в начальном и конечном состоянии, то есть $2\times$ `PARI(17)`.

`PARI(66)` : сумма поперечных импульсов всех партонов, сгенерированных в самом жестком взаимодействии в событии, включая излучение в начальном и конечном состоянии, продукты распада резонансов и значения первоначальных $k_\perp$.

`PARI(67)` : сумма поперечных импульсов партонов, сгенерированных в жестких взаимодействиях, исключая самое жесткое (см. `PARI(65)`) и исключая излучение в начальном и конечном состоянии. Не равна нулю только в сценарии многократных взаимодействий.

`PARI(68)` : сумма поперечных импульсов всех партонов, сгенерированных в жестких взаимодействиях, исключая самое жесткое (см. `PARI(66)`), но включая излучение в начальном и конечном состоянии. Не равна нулю только в сценарии многократных взаимодействий.

`PARI(69)` : сумма поперечных импульсов всех партонов, сгенерированных в жестких взаимодействиях (`PARI(66) + PARI(68)`), и всех партонов из пучковых остатков.

`PARI(71), PARI(72)` : сумма долей импульса x, приходящихся на инициаторов партонного ливня в начальном состоянии со сторон 1 и 2, исключая самое жесткое взаимодействие. Не равна нулю только в сценарии многократных взаимодействий.

`PARI(73), PARI(74)` : сумма долей импульса x, приходящихся на партоны, участвующие в жестком взаимодействии, со сторон 1 и 2, исключая самое жесткое взаимодействие. Не равна нулю только в сценарии многократных взаимодействий.

`PARI(75), PARI(76)` : значение x для фотона, который переходит в кварки или глюоны, то есть x для взаимодействия КХД- и КЭД-каскадов в начальном состоянии.

`PARI(77), PARI(78)` : значение χ для пучковых остатков, расщепляющихся в два объекта, для описания распределения энергии между ними (см. `MSTP(92)` и т.д..); равно 0, если нет необходимости в разбиении.

`PARI(81)` : значение порогового множителя (усиления или подавления) в последнем событии рождения тяжелого аромата; см. `MSTP(35)`.

`PARI(91)` : средняя множественность $\overline{n}$ наложенных событий, см. `MSTP(133)`. Используется только для `MSTP(133)=` 1 или 2.

`PARI(92)` : фактическая средняя множественность $\langle n \rangle$ при генерации наложенных событий; получается при отбрасывании событий с нулевой множественностью и отсечении хвоста, отвечающего большим значениям множественности. Используется только для `MSTP(133)=` 1 или 2.

`PARI(93)` : для `MSTP(133)=1` вероятность того, что при пересечении пучков вообще будут генерироваться наложенные события, то есть будет по крайней мере одно адрон-адронное взаимодействие; для `MSTP(133)=2` вероятность того, что при пересечении пучков будут генерироваться наложенные событие с одним адрон-адронным взаимодействием желаемого редкого типа.

9.5 Как включить внешние процессы в PYTHIA

Несмотря на большой набор процессов, присутствующих в Pythia, ясно, что число отсутствующих даже больше, и со временем эта ситуация, вероятно, ухудшится. Имеется несколько причин, по которым нереально требовать от Pythia "универсальности". Это и количество времени, требуемое для выполнения процесса всего-навсего одним автором Pythia. Это время сравнимо со скоростью поступления новых результатов по сечениям, полученных вычислением матричных элементов разными научными группами. Другая причина – в настоящее время длина получаемых выражений для матричных элементов слишком велика, и программа получится очень большой. Третья причина заключается в том, что фазовое пространство для $2 \to 1$ и $2 \to 2$ процессов может устанавливаться раз и навсегда для всех процессов благодаря достаточно гибкому механизму, тогда как процессы с большим количеством частиц в конечном состоянии менее просты для генерации. Чтобы достичь приемлемой эффективности, необходимо приспособить процедуру выбора фазового пространства к динамике данного процесса и к желаемым экспериментальным ограничениям.

Если желаемый подпроцесс отсутствует, он может включаться в Pythia как "внешний". В этом разделе мы опишем, как можно определить партонные состояния некоторого количества процессов жесткого рассеяния в пользовательском общем блоке. Pythia будет читать этот общий блок и добавлять ливни в начальном и конечном состоянии, пучковые остатки и исходные события, фрагментацию и распады, т.е. генерировать событие так же подробно, как обычно. Вы можете также использовать PYTHIA для смешивания событий различных видов и сохранения статистики по сечениям. Вы должны предоставить выражения для матричных элементов, генератор фазового пространства и обеспечить сохранение информации о событии в общем блоке.

Однако вначале маленький комментарий. Некоторое количество процессов могут быть интерпретированы как тривиальные модификации уже существующих. Например, вы хотите добавить некоторое количество дополнительных членов, отвечающих контактным взаимодействиям, к матричным элементам 2 → 2 процессов, содержащимся в PYTHIA. В этом случае нет необходимости применять механизм, описанный ниже, а достаточно использовать подпрограмму `PYEVWT`, задающую дополнительный вес события, определяемый как отношение модифицированного к первоначальному дифференциальному сечению. Если вы используете опцию `MSTP(142)=2`, этот вес рассматривается как часть ”истинного” сечения, и генерация изменяется соответственно. Более фундаментальные возможности включения внешнего процесса предоставляют две подпрограммы и один общий блок, описанные ниже. Все имена содержат `UP` (сокращение от User Process). Если вы хотите включить новый процесс, сначала вы должны выбрать неиспользуемый код подпроцесса ISUB, см. таблицы в разделе 8.1. Например, в настоящее время коды 191 - 200 не ассоциированы ни с какими процессами, и логично использовать это место для размещения нового процесса. Этот код и ”заголовок” процесса (плюс `SIGMAX`, описанный ниже) должны задаваться в PYTHIA при вызове подпрограммы

```
CALL PYUPIN(ISUB,TITLE,SIGMAX)
```

перед вызовом `PYINIT`. `TITLE` может быть любой символьной строкой длиной до 28 символов, например

```
CALL PYUPIN(191,'g + g -> t +tbar+ gamma',SIGMAX)
```

Вызов `PYUPIN` сообщает программе, что процесс ISUB существует, а не то, что вы хотите его генерировать. Это делается, как и для обычных процессов, установкой `MSUB(ISUB)=1` перед вызовом `PYINIT`.

Если началась цепочка генерации событий и вызывается `PYEVNT`, из нее можно обращаться к подпрограмме `PYUPEV`, которую предоставляет пользователь и в которой выбирается следующее событие. (Фиктивная копия `PYUPEV` включена в конец PYTHIA; впоследствии в зависимости от типа вашего компьютера вы можете прокомментировать эту копию при линковке.) Параметры вызова:

```
CALL PYUPEV(ISUB,SIGEV)
```

где `ISUB` дается `PYEVNT`, а `SIGEV` должно быть вычислено (см. ниже) и возвращено в `PYEVNT`. Если имеется только один определяемый пользователем процесс, то ввод `ISUB` излишен, иначе необходимо выполнить переход к соответствующему процессу.

Переменная `SIGEV` дает дифференциальное сечение текущего события, умноженное на фазовый объем генерируемого события, в мб. Это означает, что в пределе генерации большого количества событий среднее значение `SIGEV` дает полное сечение моделируемого процесса. Значение `SIGMAX`, введенное в PYTHIA при вызове `PYUPIN`, принимается как максимальное значение `SIGEV`. События будут приниматься с вероятностью `SIGEV/SIGMAX`, то есть принятие/отклонение событий в соответствии с дифференциальным сечением будет производиться `PYEVNT`, а не пользователем. Это значит, что все события, полученные в конце, будут иметь единичный вес, и пользователю не нужно волноваться по поводу событий с различными весами. Это также позволяет генерировать некоторые подпроцессы совместно, в нужной смеси.

Однако существует маленький трюк. Дифференциальное сечение обычно имеет расходимости в нескольких областях фазового пространства, так что средняя вероятность принятия события ⟨`SIGEV`⟩/`SIGMAX` мала. В этом случае необходимо найти подходящий набор преобразований координат фазового пространства, для которых соответствующим образом преобразованное дифференциальное сечение будет иметь лучшее поведение.

Во избежание неясностей, здесь дана более формальная версия двух параграфов, рассмотренных выше. Определим dX – дифференциал фазового пространства, например, для процесса $2 \to 2$. $dX = dx_1\, dx_2\, d\hat{t}$, где x_1 и x_2 – доли импульса, переносимые двумя входящими партонами, и $\hat{t}$ – мандельстамовская переменная рассеяния. Также определим $d\sigma/dX$ – дифференциальное сечение процесса, например, для $2 \to 2$: $d\sigma/dX = \sum_{ij} f_i(x_1, Q^2)\, f_j(x_2, Q^2)\, d\hat{\sigma}_{ij}/d\hat{t}$, то есть дифференциальное сечение содержит структурные функции и матричные элементы процесса жесткого рассеяния, просуммированные по всем разрешенным входящим ароматам i и j. Тогда физическое сечение генерируется как $\sigma = \int (d\sigma/dX)\, dX$, где интеграл берется по разрешенному фазовому пространству. Процедура генерации события состоит из выбора X однородно везде в dX и оценки веса $d\sigma/dX$ в этой точке. `SIGEV` теперь просто `SIGEV`$= d\sigma/dX \int dX$, то есть дифференциальное сечение, умноженное на рассматриваемый фазовый объем. Ясно, что при усреднении по большому количеству событий `SIGEV` даст правильное значение желаемого сечения. Если `SIGEV` также имеет большой разброс значений, его можно попробовать преобразовать к новым переменным X', где события теперь выбираются соответственно в dX' и `SIGEV`$= d\sigma/dX' \int dX'$.

Предупреждение. Важно, что точки X действительно считаются распределенными однородно в пределах разрешенного фазового пространства (либо надо правильно учитывать все якобианы преобразований). Например, для описанного выше случая, x_1, x_2 и $\hat{t}$ должны быть распределены однородно в пределах $0 < x_1 < 1$, $0 < x_2 < 1$, и $-s < \hat{t} < 0$, с полным фазовым объемом $\int dX = s$. Сечение не будет равно нулю только внутри физической области, определяемой условием $-s x_2 x_1 < \hat{t}$ (для безмассового случая), т.е. вероятно, что эффективность метода Монте-Карло будет низкой. Однако если выбрать значение $\hat{t}$ только в диапазоне $-\hat{s} < \hat{t} < 0$, будут преобладать преимущественно малые $\hat{s}$, так как плотность выбранных значений $\hat{t}$ там будет большой. Без использования компенсирующего якобиана $\hat{s}/s$ будет получаться неправильный ответ. Также можно стартовать с фазового пространства типа $dX = dx_1\, dx_2\, d(\cos\hat{\theta})$, где ограничения не зависят друг от друга (развязаны). Конечно, переменная $\cos\hat{\theta}$ может преобразовываться обратно в $\hat{t}$, значение которой тогда всегда будет в нужном диапазоне $-\hat{s} < \hat{t} < 0$. Само преобразование здесь дает необходимый якобиан.

Если вам неизвестна величина `SIGMAX`, вы можете задать некоторое очень маленькое значение (но больше нуля, однако) и сделать пробный запуск программы. Когда программа сталкивается с событиями с `SIGEV`> `SIGMAX`, печатается предупреждающее сообщение, которое дает новое значение `SIGMAX`, используемое программой в дальнейшем. Обнадеживает, что такие максимальные нарушения появляются только в начале выполнения, а потом ситуация стабилизируется до некоторого уровня, который в таком случае может использоваться как начальный для второго, точного выполнения.

Если вы хотите отклонять или принимать события самостоятельно, просто положите `SIGEV`, равное `SIGMAX`. При этом события не будут отклоняться PYTHIA (за исключением случаев каких-нибудь иных нарушений для этих событий). Если `SIGMAX` дает правильное значение полного сечения процесса, смешивание событий с другими процессами также будет прекрасно работать. Кроме отклонения событий, вы также можете задавать события с некоторым весом. В этом случае вы можете включить в выполнение только один процесс ISUB, так как программа не будет знать, как смешивать различные виды событий, и вы не сможете использовать PYTHIA для набора статистики по сечениям. Поэтому вы можете, например, положить `SIGMAX = SIGEV = 1` и использовать общий блок для пересылки веса события и другой информации из вашей подпрограммы `PYUPEV` в основную программу.

Кроме повторного обращения к значению `SIGEV` для каждого события необходимо также повторное обращение к самому событию. Это выполняется с помощью общего блока

```
COMMON/PYUPPR/NUP,KUP(20,7),PUP(20,5),NFUP,IFUP(10,2),Q2UP(0:10)
```

Первая часть практически соответствует стандартному формату события в общем блоке `LUJETS`, см. раздел 5.2, хотя и с некоторыми упрощениями. Значение `NUP` дает число частиц, включаемых в процесс, где частица может быть кварком, лептоном, калибровочным бозоном или чем-то еще. Первые два позиции – просто две входящих частицы в жестком рассеянии, а последние `NUP-2` – выходящие частицы. Для каждой частицы `I` с $1 \leq$ `I`$\leq$ `NUP` задается следующая информация:

`KUP(I,1)` : обычно должно равняться 1. Однако, если положить эту переменную равной 2, это будет соответствовать вводу промежуточных состояний, которые не обрабатываются PYTHIA, а включаются только для того, чтобы сделать формат записи события более простым для чтения.

`KUP(I,2)` : код аромата частиц, то есть двух входящих партонов для `I` $=1$ и 2, и выходящих частиц для `I`≥ 3. Коды ароматов есть стандартные KF, как в любом другом месте программы.

`KUP(I,3)` : может использоваться для указания позиции материнской частицы при распадах. Такая информация опять-таки может сделать запись лучше читаемой, но на самом деле не является необходимой, так что вполне можно положить все `KUP(I,3)=0`.

`KUP(I,4)` : для цветного партона в конечном состоянии дает позицию партона, от которого идет цветовой поток; иначе равна 0.

`KUP(I,5)` : для антицветного партона в конечном состоянии дает позицию партона, от которого идет антицветовой поток; иначе равна 0.

`KUP(I,6)` : для цветного партона в начальном состоянии дает позицию партона, к которому идет цветовой поток; иначе равна 0.

`KUP(I,7)` : для антицветного партона в начальном состоянии дает позицию партона, к которому идет антицветовой поток; иначе равна 0.

`PUP(I,1)` : p_x, то есть x-компонента импульса частицы.

`PUP(I,2)` : p_y, то есть y-компонента импульса частицы.

`PUP(I,3)` : p_z, то есть z-компонента импульса частицы.

`PUP(I,4)` : E, то есть энергия частицы.

`PUP(I,5)` : m, то есть масса частицы.

После этого краткого резюме мы продолжим рассмотрение более подробно.

Для того чтобы проиллюстрировать проблему документации в `KUP(I,1)` и `KUP(I,3)`, рассмотрим случай рождения W^+ и его распада в $\mathrm{u\overline{d}}$, (возможно, как часть более сложного процесса). Частицы в конечном состоянии известны – u и $\overline{\mathrm{d}}$, так что W^+ вообще не нужно задавать, но если это сделать, то запись события будет более читаемой. Поэтому добавляется W^+ с `KUP(I,1)=2`. (Если W^+ будет добавляться с `KUP(I,1)=1`, позже это будет обрабатываться PYTHIA/JETSET, вследствие чего возникнет ситуация, когда распад W^+ будет разрешен еще раз.) Если запись о W^+ находится в строке 3, а об u и $\overline{\mathrm{d}}$ – в строках 4 и 5, соответственно, далее можно положить `KUP(4,3)=3` и `KUP(5,3)=3` для того, чтобы указать, что u и $\overline{\mathrm{d}}$ в строках 4 и 5 получены из распада W^+, указанного в строке 3.

Ключ `MSTP(128)` для заданных пользователем процессов действует так же, как и для обычных, то есть запись о продуктах распада резонанса может произвольно опускаться из документационного раздела записи события, и указатели хронологии события могут устанавливаться немного по-другому. Информация, содержащаяся в программе на сей счет, находится в `KUP(I,3)`; при значении этой переменной, отличном от нуля, рассматривается распад резонанса с соответствующими продуктами.

Информация о цветопотоке для цветных частиц (кварков, глюонов, лептокварков, ...) необходима для правильной установки партонных ливней и фрагментации. Иногда может присутствовать большое количество различных цветных конфигураций для одного и того же процесса, как обсуждалось в параграфе 8.2.1. Ваше дело, будете ли вы включать все возможные цветовые потоки в соответствующей смеси, но по крайней мере некоторое количество цветных конфигураций вы должны будете задать. Рассмотрим, например, случай $\mathrm{g}(1) + \mathrm{g}(2) \to \mathrm{q}(3) + \overline{\mathrm{q}}(4)$, где индексы 1 - 4 дают позицию в массиве. Очевидно, что q может получать цвет от любого из двух глюонов, так что существуют (по крайней мере) две возможности. Если цвет q переносится от глюона 1, то этот факт можно описать, положив `KUP(3,4)=1` (читается как "цветопоток от партона 1 к партону 3"). В соответствии с этим `KUP(1,6)=3`. Итак, цветовой поток описывается дважды. Далее, антицвет теперь переносится от партона 2 к партону 4, то есть `KUP(2,7)=4` и `KUP(4,5)=2`. Это полностью определяет цвета q и $\overline{\mathrm{q}}$, но не двух глюонов. Фактически, цвет в начальном состоянии "аннигилирует" между g(1) и g(2), то есть антицвет глюона 1 и цвет глюона 2, что может быть задано как `KUP(1,7)=2` и `KUP(2,6)=1`. Другими словами, цвет/антицвет партона в начальном состоянии может идти к партону в конечном состоянии или к другому партону в начальном состоянии. Соответственно, цвет/антицвет партона в конечном состоянии может приходить от партона в начальном состоянии или от другого партона в конечном состоянии. Пример последней возможности – распад W, или, в более общем случае, распад любой частицы, являющейся цветовым синглетом. (Таким образом, здесь представлена третья (к двум выше) цветовая конфигурация $\mathrm{gg} \to \mathrm{H}^0 \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$, где цвет не передается через хиггс, а течет по отдельности между двумя глюонами и между q и $\overline{\mathrm{q}}$.)

Сохранение импульсов должно выполняться непосредственно, но здесь необходимо сделать некоторые комментарии. Даже если вы при вызове `PYINIT` хотите генерировать события в системе фиксированной мишени или в любой другой системе, определяемой вами самостоятельно, в промежуточном звене PYTHIA будет все же работать в системе ЦМ двух входящих пучковых частиц, с первым пучком, перемещающимся в направлении $+z$, и вторым – в направлении $-z$. Эта же система должна использоваться для задания импульсов процесса. Кроме того, два входящих партона в строках 1 и 2 принимаются безмассовыми. Следовательно, партоны в начальном состоянии характеризуются только двумя энергиями `P(1,4)` и `P(2,4)`, с `P(1,3) = P(1,4)`, `P(2,3) = -P(2,4)` (все остальные значения считаются равными нулю). В определении энергии, импульсов и масс в конечном состоянии существует свобода, но должен выполняться закон сохранения четырехимпульсов в начальном и конечном состоянии. Все импульсы даются в ГэВ, скорость света $c = 1$.

Вторая часть общего блока `PYUPPR` используется для задания ливней в начальном и конечном состоянии, следующим образом:

`Q2UP(0)` : масштаб Q^2 для ливня в начальном состоянии.

`NFUP` : число пар партонов, составляющих ливень в конечном состоянии.

`IFUP(IF,1)`,`IFUP(IF,2)` : позиции двух партонов ливневой пары в конечном состоянии, где индекс `IF` меняется от 1 до `NFUP`.

`Q2UP(IF)` : масштаб Q^2 для ливня в конечном состоянии для пары партонов с `IF`, изменяющимся как было указано выше.

Если вам вообще не нужны никакие ливни, вы можете положить `MSTP(61)=0` и `MSTP(71)=0`, и тогда вам не нужно задавать значения переменных выше. В общем, выбор масштаба Q^2 не единствен, и поэтому включается некоторое количество дополнительных предположений. Так как ливни дают добавку к партонному сечению при значениях масс ниже масштаба Q^2, выбранного выше, `Q2UP` должно быть порядка величины ограничений на фазовое пространство, чтобы обеспечить достаточно гладкое сшивание партонной части, определяемой матричными элементами, с вкладом от ливней. Имеется небольшое количество случаев, для которых выбор прост. При распаде любого s-канального бесцветного состояния, типа $\mathrm{W}^{\pm}$, масштаб Q^2 ливня в конечном состоянии определяется только квадратом массы резонанса. Для излучения начального состояния значение `Q2UP(0)` должно быть примерно тем же самым, что и масштаб Q^2, используемый для оценки структурной функции в жестком процессе, с точностью до некоторого коэффициента порядка единицы. (Часто для этого коэффициента выбирается значение 4, если ваш масштаб структурной функции – что-нибудь типа квадрата поперечного импульса, просто потому, что m^2 имеет порядок $4p_{\perp}^2$.)

Эволюция "партонного" ливня фактически также может включать излучение фотонов от кварков и лептонов, если ключи для ливня установлены правильно. Невозможно задать только одну частицу в массивах, описанных выше, так как тогда невозможно получить закон сохранения энергии и импульса в ливне. Однако вполне можно получить пару, где только одна из двух частиц дает ливень. Например, в конечном состоянии $\mathrm{g}\gamma$ только глюон участвует в образовании ливня, а фотон может терять энергию, испуская другие фотоны, так что становятся возможными глюонные переходы.

В настоящее время невозможно включить механизм ливнеобразования для конечного 3- или 4-частичного состояния. В этом случае ливни могут добавляться на более поздней стадии. Поэтому необходимо поделить частицы на пары, и, возможно, сделать так, чтобы некоторые частицы (особенно бесцветные) не участвовали в образовании ливней.

Вы вольны использовать любые необходимые вам програмные средства в подпрограмме `PYUPEV`, и обычно не будет осуществляться никакого контакта с остальной PYTHIA, за исключением описанного выше. Однако у вас также есть возможность использовать некоторые уже имеющиеся программы. Одна привлекательная возможность заключается в том, чтобы использовать `PYSTFU` для вычисления структурных функций; при этом могут использоваться стандартные ключи PYTHIA для перехода к различным параметризациям. Из других возможней можно использовать `RLU` для генерации случайных чисел, `ULALPS` для вычисления α_s, `ULALEM` для вычисления бегущей константы α_{em}, и, возможно, еще некоторые программы.

Мы заканчиваем этот раздел обсуждением некоторых аномальных ситуаций. В некоторых случаях может потребоваться взять решение из `PYUPEV` при остановке цикла генерации события. Это, например, может случиться, если конфигурации события считываются из файла, и достигается конец этого файла. Можно попробовать положить `SIGEV=0`, когда случается такая ситуация. Тогда `PYEVNT` будет отбрасывать событие, как в процедуре взвешивания матричного элемента. Однако затем `PYEVNT` будет генерировать другое событие, что приводит обычно к новому запросу `PYUPEV`, так что в действительности это не выход из цикла. Вместо этого нужно положить `NUP=0`. Если программа сталкивается с этим значением во время повторного обращения к `PYUPEV`, то будет осуществляться выход из `PYEVNT` без приращения счетчиков для числа сгенерированных событий. Это делается при проверке этого условия в вашем основном цикле генерации события, при просмотре или `NUP`, или `MSTI(51)`; последняя переменная устанавливается на 1, если никакое событие не было сгенерировано.

Может также случиться, что определенная пользователем конфигурация не проходит где-нибудь в другом месте при вызове `PYEVNT`. Например, иногда невозможно выполнить процедуру обработки пучкового остатка, и тогда событие жесткого взаимодействия отклоняется и генерируется новое. Это случается и с обычным (не определенным пользователем) событием и обычно является следствием включения излучения в начальном состоянии, которое оставляет слишком маленькую энергию для пучкового остатка. Если снова задать тот же самый процесс жесткого рассеяния, ввести излучение в начальном состоянии и попытаться запустить процедуру обработки пучкового остатка, возможно, все прекрасно заработает. Имеется возможность использовать этот шанс следующим образом. `MSTI(52)` считает, сколько раз программа не смогла обработать данную конфигурацию жесткого рассеяния. Если вы обращаетесь к `PYUPEV` с ненулевым значением `MSTI(52)`, это означает, что последняя конфигурация не прошла. Поскольку содержимое общего блока `PYUPPR` не изменяется, для этого события можно сделать другую попытку. Например, строка

```
IF(MSTI(52).GE.1.AND.MSTI(52).LE.4) RETURN
```

в начале `PYUPEV` будет давать до пяти попыток для каждого события; после этого, как обычно, будет генерироваться новое. Обратите внимание, что счетчик числа событий изменяется при каждой новой попытке. Доля неудачных конфигураций дается в нижней строке таблицы `PYSTAT(1)`.

Все сказанное выше относится к очень редким ситуациям (меньше одного события на сотню), которые, строго говоря, не являются ошибками; например, они не приводят к появлению каких-либо сообщений об ошибках на выходе. Если появляются предупреждения и сообщения об ошибках, подобных тем, что программа не понимает коды ароматов или не может восстановить цветовые потоки, это вызвано исключительно вашими ошибками и заданием неправильных значений, и предоставление нескольких попыток для таких событий ничему не поможет.

9.6 Другие подпрограммы и общие блоки

Выше уже были описаны подпрограммы и общие блоки, с которыми вы будете непосредственно иметь дело. Существует ряд других подпрограмм и общих блоков, которые нигде не были описаны и сейчас будут кратко рассмотрены здесь ради законченности описания.

`SUBROUTINE PYINKI(CHFRAM,CHBEAM,CHTARG,WIN)` : инициализация кинематики, заданной двумя входящими частицами.

`SUBROUTINE PYINRE` : инициализация ширин и эффективных ширин резонансов.

`SUBROUTINE PYXTOT` : вычисление параметризованных сечений: полного, двойной дифракции, одиночной дифракции и упругого рассеяния, для различных энергий и сталкивающихся адронов.

`SUBROUTINE PYMAXI` : нахождение оптимальных коэффициентов `COEF` для отбора кинематических переменных и определение максимумов дифференциальных сечений, умноженных на якобианы, для каждого из включенных подпроцессов.

`SUBROUTINE PYPILE(MPILE)` : определение числа событий многократныхных взаимодействий, то есть событий, появляющихся в одном и том же пересечении пучков.

`SUBROUTINE PYRAND` : генерация величин, характеризующих жесткое рассеяние на партонном уровне на основании соответствующих матричных элементов.

`SUBROUTINE PYSCAT` : определение ароматов выходящих частиц и установка кинематики и цветопотоков при жестком рассеянии.

`SUBROUTINE PYRESD` : разрешение распадов резонансов, включая цепочки последовательных распадов и партонные ливни.

`SUBROUTINE PYMULT(MMUL)` : генерация полужестких взаимодействий согласно формализму многократных взаимодействий.

`SUBROUTINE PYREMN(IPU1,IPU2)` : добавление остатка мишени и включение первоначальных значений $k_\perp$.

`SUBROUTINE PYDIFF` : обработка событий дифракционного и упругого рассеяния.

`SUBROUTINE PYDOCU` : вычисление сечений процессов, основанное на текущей монте-карлов-
ской статистике, и сохранение информации о событии в массивах `MSTI` и `PARI`.

`SUBROUTINE PYWIDT(KFLR,SH,WDTP,WDTE)` : вычисление ширин и эффективных ширин резонансов.

`SUBROUTINE PYOFSH(MOFSH,KFMO,KFD1,KFD2,PMMO,RET1,RET2)` : вычисление парциальных ширин в каналах не на массовой поверхности и выбор скоррелированных масс для пары резонансов.

`SUBROUTINE PYKLIM(ILIM)` : вычисление разрешенных кинематических пределов.

`SUBROUTINE PYKMAP(IVAR,MVAR,VVAR)` : вычисление значения кинематической переменной, когда она выбирается для одного из простых фрагментов.

`SUBROUTINE PYSIGH(NCHN,SIGS)` : вычисление дифференциального сечения (умноженного на соответствующий якобиан) для данного подпроцесса и кинематических установок.

`SUBROUTINE PYSTFU(KF,X,Q2,XPQ)` : вычисление структурной функции (умноженной на x, то есть $xf_i(x,Q^2)$) для произвольной частицы (распознанной PYTHIA). Подпрограмма имеет следующие специализированные параметры.

`KF` : аромат исследуемой частицы согласно KF-коду.

`X` : величина x, для которой вычисляется структурная функция.

`Q2` : масштаб Q^2, при котором вычисляется структурная функция.

`XPQ` : массив размерности `XPQ(-25:25)`, который содержит вычисленные структурные функции $xf_i(x,Q^2)$. Компоненты i упорядочены согласно стандартным KF-кодам; кроме того, дополнительно в позициях 0 и 21 находится глюон (в силу исторических причин).

`SUBROUTINE PYSTEL(X,Q2,XPEL)` : вычисление структурной функции электрона.

`SUBROUTINE PYSTGA(X,Q2,XPGA)` : вычисление структурной функции фотона.

`SUBROUTINE PYSTPI(X,Q2,XPPI)` : вычисление структурной функции пиона.

`SUBROUTINE PYSTPR(X,Q2,XPPR)` : вычисление структурной функции протона.

`FUNCTION PYHFTH(SH,SQM,FRATT)` : вычисление порогового множителя для рождения тяжелого аромата в матричных элементах.

`SUBROUTINE PYSPLI(KF,KFLIN,KFLCH,KFLSP)` : обработка адронного остатка или остатка, полученного, когда партон, участвующий в жестком рассеянии, вылетел из области взаимодействия.

`FUNCTION PYGAMM(X)` : вычисление обычной $\Gamma(x)$ функции (используемой в некоторых параметризациях структурных функций).

`SUBROUTINE PYWAUX(IAUX,EPS,WRE,WIM)` : вычисление двух дополнительных функций W_1 и W_2, появляющихся в выражениях для сечений в `PYSIGH`.

`SUBROUTINE PYI3AU(EPS,RAT,Y3RE,Y3IM)` : вычисление дополнительной функции I_3, появляющейся в выражениях для сечений в `PYSIGH`.

`FUNCTION PYSPEN(XREIN,XIMIN,IREIM)` : вычисление реальной и мнимой части функции Спенса.

`SUBROUTINE PYQQBH(WTQQBH)` : вычисление матричных элементов для двух процессов $\mathrm{gg} \to \mathrm{Q\overline{Q}H^0}$ и $\mathrm{q\overline{q}} \to \mathrm{Q\overline{Q}H^0}$.

`BLOCK DATA PYDATA` : дает разумные значения по умолчанию всех кодов состояний и параметров.

`COMMON/PYINT1/MINT(400),VINT(400)`

Назначение: объединяет множество целых и реальных значений переменных, используемых внутри программы во время инициализации и-или стадии генерации события. Эти переменные не должны изменяться пользователем.

`MINT(1)` : определяет общий тип подпроцесса, который имеет место, согласно ISUB-коду, данному в разделе 8.1.

`MINT(2)` : всякий раз, когда установки ключа `MINT(1)` (вместе с `MINT(15)` и `MINT(16)`) недостаточно для определения типа процесса единственным образом, `MINT(2)` обеспечивает упорядочение различных возможностей, см. `MSTI(2)`.

`MINT(3)` : число партонов, полученных в жестких взаимодействиях, то есть число n, используемое в $2 \to n$ матричных элементах; иногда равно 3 или 4, когда базисный $2 \to 1$ или $2 \to 2$ процесс был усложнен двумя $1 \to 2$ начальными переходами (типа $\mathrm{qq'} \to \mathrm{q''q'''H^0}$).

`MINT(4)` : число документационных строк в начале общего блока `LUJETS`, которые даются для `K(I,1)=21`; равно 0 для `MSTP(125)=0`.

`MINT(5)` : число событий, сгенерированных в текущем выполнении.

`MINT(6)` : текущая система отсчета для события, см. `MSTP(124)`.

`MINT(7)`, `MINT(8)` : номер строки для документации выходящих партонов/частиц в жестком рассеянии для процессов $2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$; равны 0 в любом другом случае.

`MINT(10)` : 1, если максимум сечения имеет ультрафиолетовую расходимость в текущем событии, и 0, если нет.

`MINT(11)` : KF-код аромата для частицы со стороны пучка (сторона 1).

`MINT(12)` : KF-код аромата для частицы со стороны мишени (сторона 2).

`MINT(13)`, `MINT(14)` : KF-коды ароматов для инициаторов ливней в начальном состоянии со стороны 1 и 2, соответственно.

`MINT(15)`, `MINT(16)` : KF-коды ароматов для входящих партонов в жестком взаимодействии со стороны 1 и 2.

`MINT(17)`, `MINT(18)` : сигнализируют о произошедшем дифракционном рассеянии частицы со стороны 1 и 2; имеют значение 0, если не было рассеяния, и 1, если было.

`MINT(19)`, `MINT(20)` : отмечают наличие в начальном состоянии структурного электрона со стороны 1 или 2; 0, если нет структурного электрона, и 1, если есть.

`MINT(21)` - `MINT(24)` : KF-коды ароматов для выходящих партонов в жестком взаимодействии. Число фактически используемых позиций зависит от процесса, см. `MINT(3)`; конечные неиспользуемые позиции устанавливаются на 0.

`MINT(25)`, `MINT(26)` : KF-коды ароматов продуктов распада одиночного s-канального резонанса, рожденного в жестком взаимодействии. Используются только когда `MINT(3)=1`, и разрешен распад резонанса.

`MINT(31)` : число жестких или полужестких рассеяний, имевших место в текущем событии в сценарии многократных взаимодействий; равно 0 для событий с малыми $p_\perp$.

`MINT(35)` : в истинном $2 \to 3$ процессе, где одна частица – резонанс с каналом распада, выбранным перед вызовом `PYRESD`, эта опция задает номер канала (в нумерации `/LUDAT3/`).

`MINT(41)`, `MINT(42)` : тип входящей частицы пучка или мишени; 1 – для лептона и 2 – для адрона. Фотон учитывается как лептон, если не имеет структуры (`MSTP(14)=0`), и как адрон, если имеет (`MSTP(14)=1`).

`MINT(43)` : комбинация входящих частиц пучка и мишени. Фотон учитывается как адрон.
= 1 : лептон на лептоне.
= 2 : лептон на адроне.
= 3 : адрон на лептоне.
= 4 : адрон на адроне.

`MINT(44)` : как `MINT(43)`, но фотон учитывается как лептон.

`MINT(45)`, `MINT(46)` : структура входящих частиц пучка и мишени.
= 1 : нет никакой внутренней структуры, то есть электрон или фотон несет полную энергию пучка.
= 2 : определены структурные функции, которые не являются расходящимися при $x = 1$, то есть для адронов и структурных фотонов.
= 3 : определены структурные функции, которые являются расходящимися при $x = 1$, то есть для электронов.

`MINT(47)` : типы комбинаций структурных функций входящих частиц пучка и мишени.
= 1 : нет никаких структурных функций ни для частиц пучка, ни для частиц мишени.
= 2 : структурные функции заданы для частиц мишени, но не для частиц пучка.
= 3 : структурные функции заданы для частиц пучка, но не для частиц мишени.
= 4 : структурные функции заданы для частиц и пучка, и мишени, но не обе одновременно расходящиеся при $x = 1$.
= 5 : структурные функции для частиц пучка и мишени, обе расходящиеся при $x = 1$.

`MINT(48)` : общее число включенных подпроцессов.

`MINT(49)` : число включенных подпроцессов, кроме упругого рассеяния, одиночной, двойной и центральной дифракции.

`MINT(50)` : комбинация входящих частиц для изучения многократных взаимодействий.
= 0 : полное сечение неизвестно; следовательно, никакие многократные взаимодействия невозможны.
= 1 : полное сечение известно; следовательно, многократные взаимодействия

возможны, если включены.

`MINT(51)` : внутренний флаг для отбрасывания неудачных событий.
= 0 : нет проблем.
= 1 : неудачное событие; нужно генерировать новое.

`MINT(52)` : внутренний счетчик для числа строк (в `/LUJETS/`), используемых перед рассмотрением многократных взаимодействий.

`MINT(53)` : внутренний счетчик для числа строк (в `/LUJETS/`), используемых перед рассмотрением пучковых остатков.

`MINT(55)` : самый тяжелый новый аромат, включенный для процессов КХД, особенно аромат для генерации процессов ISUB = 81, 82, 83 или 84.

`MINT(56)` : самый тяжелый новый аромат, включенный для процессов КЭД, особенно для ISUB = 85. Обратите внимание, что в отличие от `MINT(55)`, самый тяжелый аромат здесь может быть лептоном с самым большим KF-кодом.

`MINT(57)` : число неудачных попыток обработки пучкового остатка; при повторном моделировании развития нового партонного ливня и для пучкового остатка используется одна и та же основная кинематическая установка. В основном используется для рождения лептонов, когда значения x и Q^2 должны сохраняться.

`MINT(61)` : внутренний ключ для процедуры вычисления ширин резонансов в `PYWIDT` для γ^*/Z^0 или $\gamma^*/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$.
= 0 : не зависит от ароматов в начальном состоянии.
= 1 : учитывает данные ароматы в начальном состоянии.
= 2 : учитывает данные ароматы в конечном состоянии.

`MINT(62)` : внутренний ключ, применяется при инициализации ширины H^0.
= 0 : используются ширины распадов в ZZ^* или WW^*, рассчитанные прежде.
= 1 : вычисляются ширины распадов в ZZ^* или WW^* для текущей массы хиггса.

`MINT(65)` : внутренний ключ для указания инициализации без определенной реакции.
= 0 : нормальная инициализация.
= 1 : инициализация с параметром `'none'` при вызове `PYINIT`.

`MINT(71)` : флаг сингулярности текущего процесса в пределе $p_\perp \to 0$.
= 0 : несингулярный процесс, то есть идущий через s-канальный резонанс или с обоими продуктами, имеющими массу выше `CKIN(6)`.
= 1 : сингулярный процесс.

`MINT(72)` : число s-канальных резонансов, дающих вклад в сечение.

`MINT(73)` : KF-код первого s-канального резонанса; 0, если нет ни одного.

`MINT(74)` : KF-код второго s-канального резонанса; 0, если нет ни одного.

`MINT(81)` : число отобранных событий многократных взаимодействий.

`MINT(82)` : порядковый номер рассматриваемого в настоящее время события многократного взаимодействия.

`MINT(83)` : число строк в записи события, уже заполненное предварительно рассмотренными событиями многократных взаимодействий.

`MINT(84)` : `MINT(83) + MSTP(126)`, то есть число строк, уже заполненных предварительно рассмотренными событиями плюс число строк, оставленных свободными для документации события.

`MINT(91)` : 1 – для лептон-адронного события и 0 – в любом другом случае. Используется для определения возможности вызова `PYFRAM(3)`.

`MINT(101)`, `MINT(102)` : обычно 1, но равен 3, когда структурный фотон (появляющийся на стороне 1 или 2) может представляться как любой из трех векторных мезонов

ρ^0, ω и ϕ.

`MINT(103)`, `MINT(104)` : KF-коды двух входящих частиц, то есть то же самое, что и `MINT(11)` и `MINT(12)`. Исключение – когда структурный фотон представляется векторным мезоном (ρ^0, ω или ϕ). Тогда дается код векторного мезона.

`MINT(105)` : набор используемых параметризаций полных сечений. Равен 1 для Donnachie-Landshoff и Schuler-Sjöstrand параметризаций, и 0 – во всех остальных случаях.

`VINT(1)` : E_{cm}, энергия в системе ЦМ

`VINT(2)` : s $(= E_{cm}^2)$ квадрат массы полной системы.

`VINT(3)` : масса частицы пучка.

`VINT(4)` : масса частицы мишени.

`VINT(5)` : импульс частицы пучка (и мишени) в системе ЦМ

`VINT(6)` - `VINT(10)` : θ, φ и $\boldsymbol{\beta}$ для вращения и сдвига системы ЦМ по отношению к заданной пользователем системе.

`VINT(11)` : τ_{min}.

`VINT(12)` : y_{min}.

`VINT(13)` : $\cos\hat{\theta}_{min}$ для $\cos\hat{\theta} \leq 0$.

`VINT(14)` : $\cos\hat{\theta}_{min}$ для $\cos\hat{\theta} \geq 0$.

`VINT(15)` : $x^2_{\perp min}$.

`VINT(16)` : τ'_{min}.

`VINT(21)` : τ.

`VINT(22)` : y.

`VINT(23)` : $\cos\hat{\theta}$.

`VINT(24)` : φ (азимутальный угол).

`VINT(25)` : $x^2_{\perp}$.

`VINT(26)` : τ'.

`VINT(31)` : τ_{max}.

`VINT(32)` : y_{max}.

`VINT(33)` : $\cos\hat{\theta}_{max}$ для $\cos\hat{\theta} \leq 0$.

`VINT(34)` : $\cos\hat{\theta}_{max}$ для $\cos\hat{\theta} \geq 0$.

`VINT(35)` : $x^2_{\perp max}$.

`VINT(36)` : τ'_{max}.

`VINT(41)`, `VINT(42)` : доля импульса x, уносимая партоном при жестком взаимодействии, используемая, например, в структурных функциях.

`VINT(43)` : $\hat{m} = \sqrt{\hat{s}}$, масса жестко рассеивающейся подсистемы.

`VINT(44)` : $\hat{s}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1$).

`VINT(45)` : $\hat{t}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$) .

`VINT(46)` : $\hat{u}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$).

`VINT(47)` : $\hat{p}_{\perp}$ жесткого подпроцесса ($2 \to 2$ или $2 \to 1 \to 2$), то есть поперечный импульс, определенный в системе покоя процесса рассеяния.

`VINT(48)` : $\hat{p}^2_{\perp}$ жесткого подпроцесса; см. `VINT(47)`.

`VINT(49)` : $\hat{m}'$, масса сложного трех- или четырехчастичного конечного состояния в $2 \to 3$ или $2 \to 4$ процессах.

`VINT(50)` : $\hat{s}' = \hat{m}'^2$; см. `VINT(49)`.

`VINT(51)` : Q жесткого процесса. Точное описание зависит от процесса, см. `MSTP(32)`.

`VINT(52)` : Q^2 жесткого процесса; см. `VINT(51)`.

`VINT(53)` : конечное значение Q в процессе жесткого рассеяния. Соответствует `VINT(51)` для $2 \to 1$ или $2 \to 2$ процессов. Для $2 \to 3$ или $2 \to 4$ процессов слияния W/Z определяется масштабом массы W/Z, а для подпроцессов 121 и 122 – массой тяжелого кварка.

VINT(54) : конечное значение Q^2 в процессе жесткого рассеяния; см. VINT(53).

VINT(55) : масштаб Q, используемый как максимальная виртуальность партонного ливня. Равняется VINT(53), кроме процессов глубоконеупругого рассеяния при MSTP(22)>0.

VINT(56) : масштаб Q^2 в партонном ливне; см. VINT(55).

VINT(57) : значение α_{em} для жесткого процесса.

VINT(58) : значение α_s для жесткого процесса.

VINT(59) : $\sin\hat{\theta}$ (см. VINT(23)); используется для улучшения численной точности при упругом и дифракционном рассеянии.

VINT(61), VINT(62) : номинальные значения m^2 (то есть без учета эффектов излучения в начальном состоянии) для двух входящих партонов в жестком взаимодействии.

VINT(63), VINT(64) : номинальные значения m^2 (без учета эффектов излучения в конечном состоянии) для двух (или одного) партонов/частиц после жесткого взаимодействия.

VINT(65) : $\hat{p}_{init}$, то есть полный номинальный абсолютный импульс двух входящих партонов в жестком взаимодействии, в их системе покоя.

VINT(66) : $\hat{p}_{fin}$, то есть полный номинальный абсолютный импульс двух партонов после жесткого взаимодействия, в их системе покоя.

VINT(67), VINT(68) : масса частицы пучка и мишени, аналогично VINT(3) и VINT(4), за исключением задания входящего γ с массой ρ^0, ω или ϕ. Используется для моделирования процессов упругого рассеяния $\gamma\mathrm{p} \to \rho^0\mathrm{p}$ и других подобных процессов.

VINT(71) : $p_{\perp min}$ процесса, то есть CKIN(3) или CKIN(5), в зависимости от того, который из них больше, и от сингулярности процесса в пределе $p_\perp \to 0$.

VINT(73) : значение $\tau = m^2/s$ для первого сгенерированного резонанса; см. MINT(73).

VINT(74) : значение $m\Gamma/s$ для первого сгенерированного резонанса; см. MINT(73).

VINT(75) : значение $\tau = m^2/s$ для второго сгенерированного резонанса; см. MINT(74).

VINT(76) : значение $m\Gamma/s$ для второго сгенерированого резонанса; см. MINT(74).

VINT(80) : поправочный коэффициент (вычисленный в PYOFSH) для сечения резонансов, рожденных в $2 \to 2$ процессах, если массовый диапазон полной брейт-вигнеровской формы задан ограничениями на массу, установленными самим пользователем
(CKIN(2), CKIN(45) - CKIN(48)).

VINT(81) - VINT(84) : переменные $\cos\theta$ и φ истинного $2 \to 3$ процесса, где один продукт является резонансом, вследствие чего эффективно получается процесс $2 \to 4$. Первые две переменные $\cos\theta$ и φ описывают распад резонанса, другие две – эффективную систему, сформированную оставшимися двумя частицами.

VINT(85), VINT(86) : поперечные импульсы в истинном $2 \to 3$ процессе; первый задан в VINT(47) (это распад Z^0 в $\mathrm{gg} \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$), а меньший и больший из двух других задается соответственно в VINT(85) и VINT(86).

VINT(91), VINT(92) : дает безразмерный коэффициент подавления, учитывающий уменьшение величины сечения для разрешенных каналов $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^+$ или $\mathrm{W}^-\mathrm{W}^-$ пар, соответственно, в том же самом смысле, в каком WIDS(24,1) дает это для пары $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$.

VINT(98) : сумма значений VINT(100) для текущего выполнения.

VINT(99) : вес WTXS, полученный при вызове PYEVWT для MSTP(142)≥ 1, иначе 1.

VINT(100) : компенсирующий вес 1./WTXS, с которым должны браться события при MSTP(142)=1, иначе 1.

VINT(101) : полное сечение.

VINT(102) : упругое сечение.

VINT(103) : сечение одиночной дифракции.

VINT(104) : сечение двойной дифракции.

VINT(105) : сечение центральной дифракции.

VINT(106) : недифракционное неупругое сечение.

VINT(107) : для события вероятность того, что на стороне мишени имеет место одиночная дифракция (а все остальное – на стороне пучка).

VINT(108) : отношение максимума наблюдаемого дифференциального сечения к максимуму принятого для генерации события дифференциального сечения; см. MSTP(123).

VINT(109) : отношение минимума наблюдаемого сечения к максимуму дифференциального сечения, принятого для генерации событий; может стать отрицательным только в том случае, если неправильно включены сечения.

VINT(111) - VINT(116) : для MINT(61)=1 дает кинематические коэффициенты для различных вариантов рождения γ^*/Z^0 или $\gamma^*/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$, для MINT(61)=2 дает сумму весов конечных состояний для тех же самых случаев; коэффициенты даются в следующем порядке: чистый обмен γ^*, $\gamma^* - \mathrm{Z}^0$-интерференция, $\gamma^* - \mathrm{Z}'^0$-интерференция, чистый обмен Z^0, $\mathrm{Z}^0 - \mathrm{Z}'^0$-интерференция и чистый обмен Z'^0.

VINT(117) : ширина Z^0; необходима в $\gamma^*/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$-рождении.

VINT(121) : ядерный параметр наклона B в $\hat{t}$-распределении для дифракционного и упругого рассеяния.

VINT(122) : параметр кривизны C в распределении $\hat{t}$ для дифракционного и упругого рассеяния.

VINT(131) : полное сечение (в мб) для подпроцессов, разрешенных в сценарии многократных событий в соответствии со значением MSTP(132).

VINT(132) : $\overline{n}$ =VINT(131)×PARP(131), см. PARI(91).

VINT(133) : реально моделируемое значение $\langle n \rangle = \sum_i I\,\mathcal{P}_i / \sum_i \mathcal{P}_i$, то есть 1 $\leq$i $\leq$ 200 (или меньшее), см. PARI(92).

VINT(134) : величина, связанная с вероятностью иметь событие при пересечении пучков; равна $\exp(-\overline{n})\sum_i \overline{n}^i/i!$ для MSTP(133)=1 и $\exp(-\overline{n})\sum_i \overline{n}^i/(i-1)!$ для MSTP(133)=2, см. PARI(93).

VINT(138) : величина порогового множителя (усиления или подавления) в последнем событии рождения тяжелого аромата; см. MSTP(35).

VINT(141), VINT(142) : величина x для инициаторов партонного ливня в самом жестком взаимодействии; используется для определения части энергии, оставшейся для многократных взаимодействий.

VINT(143), VINT(144) : $\sum_i 1 - x_i$ для всех событий рассеяния; используется для каждого нового расчета величины x при вычислении структурной функции многократного взаимодействия.

VINT(145) : оценка полного партон-партонного сечения для многократных взаимодействий; используется для MSTP(82) ≥ 2.

VINT(146) : общий поправочный коэффициент f_c для вероятности многократного взаимодействия; используется для MSTP(82)≥ 2 (равен $e(b)$ в уравнении (11.17)).

VINT(147) : среднее перекрытие адронов; используется для MSTP(82)$\geq$ 2 (необходимо для оценки $e(b)$, см. ур. (11.17)).

`VINT(148)` : коэффициент усиления для текущего события в вероятности многократного взаимодействия, определенный как фактическое перекрытие, поделенное на среднее; используется для `MSTP(82)`≥ 2 (равен $e(b)$ в уравнении (11.17)).

`VINT(149)` : ограничение на значение $x_\perp^2$ для многократных взаимодействий. Для `MSTP(82)`≤ 1 равно $4p_{\perp min}^2/s$, для `MSTP(82)`≥ 2 равно $4p_{\perp 0}^2/s$.

`VINT(150)` : вероятность сохранения данного события в сценарии многократных взаимодействий, определяемая "формфактором" Судакова.

`VINT(151)`, `VINT(152)` : значение суммы x для всех партонов при многократном взаимодействии.

`VINT(153)` : текущее значение дифференциального сечения, полученное из `PYSIGH`; используется только в сценарии многократных взаимодействий.

`VINT(155)`, `VINT(156)` : значение x фотона при переходе в кварк или глюон, то есть x при взаимодействии между КХД- и КЭД-каскадами в начальном состоянии.

`VINT(157)`, `VINT(158)` : первоначальные значения $k_\perp$, заданные для двух пучковых остатков.

`VINT(159)`, `VINT(160)` : значение χ для пучкового остатка, разделяющегося на два объекта, которое описывает распределение энергии между этими объектами (см. `MSTP(92)` и т.д.); равно 0, если нет никакого разделения.

`VINT(161)` - `VINT(200)` : сумма квадратов матричных элементов Кабиббо–Кобаяши–Маскавы для данного разрешенного аромата. Результаты задаются в формате `VINT(180+KF)` для кварковых и лептонных ароматов и антиароматов (которые не должны быть теми же самыми; см. `MDME(IDC,2)`). Для лептонов эти коэффициенты обычно равны единице.

`VINT(201)` - `VINT(220)` : дополнительные переменные, необходимые при выборе фазового пространства для $2 \to 3$ процессов с `ISET(ISUB)=5`. Ниже индексы 1, 2 и 3 относятся к рассеянным партонам 1, 2 и 3, за исключением определения переменной q четырехимпульса $q_1 + q_2 \to q_1' q_2' q_3'$. Все кинематические переменные относятся к внутренней кинематике конечного состояния с 3 частицами, кинематика системы как целого описывается τ', y и массовым распределением для частицы 3 (резонанса) τ.

`VINT(201)` : m_1.
`VINT(202)` : $p_{\perp 1}^2$.
`VINT(203)` : φ_1.
`VINT(204)` : M_1 (масса частицы-переносчика взаимодействия).
`VINT(205)` : вес для выбора $p_{\perp 1}^2$.
`VINT(206)` : m_2.
`VINT(207)` : $p_{\perp 2}^2$.
`VINT(208)` : φ_2.
`VINT(209)` : M_2 (масса частицы-переносчика взаимодействия).
`VINT(210)` : вес для выбора $p_{\perp 2}^2$.
`VINT(211)` : y_3.
`VINT(212)` : y_{3max}.
`VINT(213)` : $\epsilon = \pm 1$; выбор между двумя зеркальными решениями $1 \leftrightarrow 2$.
`VINT(214)` : вес, связанный с выбором ϵ.
`VINT(215)` : $t_1 = (q_1 - q_1')^2$.
`VINT(216)` : $t_2 = (q_2 - q_2')^2$.
`VINT(217)` : значение произведения четырехвекторов $q_1 q_2'$.

`VINT(218)` : значение произведения четырехвекторов $q'_1 q_2$.

`VINT(219)` : значение произведения четырехвекторов $q'_1 q'_2$.

`VINT(220)` : $\sqrt{(m^2_{\perp 12} - m^2_{\perp 1} - m^2_{\perp 2})^2 - 4m^2_{\perp 1}\, m^2_{\perp 2}}$, где $m_{\perp 12}$ – поперечная масса системы $q'_1 q'_2$.

`VINT(221) - VINT(225)` : θ, φ и $\boldsymbol{\beta}$ для вращения и сдвига системы ЦМ в систему ЦМ адронной "подсистемы" в лептон-адронном событии.

`VINT(231)` : масштаб Q^2_{min} для текущей установки структурной функции.

`VINT(241) - VINT(270)` : сечения отдельно для ρ^0-, ω- и ϕ-вкладов в модели векторной доминантности для структурного фотона. Первые 10 значений относятся к ρ^0, вторые 10 – к ω, и последние 10 – к ϕ. Для каждой группы приводится та же информация, что и в `VINT(101) - VINT(107)`, но там она дана для суммы всех трех векторных мезонов. Дополнительная восьмая позиция в каждой группе дает параметр наклона B для "упругих" событий, см. `VINT(121)`, а последние две позиции не используются.

`VINT(271)` : для событий со структурным фотоном дает отношение полного сечения γX к полному сечению $\pi^0 X$, где X – частица мишени.

`COMMON/PYINT2/ISET(200),KFPR(200,2),COE(200,20),ICOL(40,4,2)`

Назначение: содержит информацию, необходимую для эффективной генерации различных подпроцессов, конкретизирует тип схемы генерации и коэффициенты Якоби. Также задает разрешенные конфигурации цветопотоков. Эти переменные не должны изменяться пользователем.

`ISET(ISUB)` : задает тип схемы отбора кинематических переменных для подпроцесса ISUB.

= 0 : упругие, дифракционные и низко-$p_\perp$-процессы.
= 1 : процессы $2 \to 1$ (независимо от последующих распадов).
= 2 : $2 \to 2$ процессы.
= 3 : $2 \to 3$ процессы (типа $\mathrm{qq}' \to \mathrm{q}''\mathrm{q}'''\mathrm{H}^0$).
= 4 : $2 \to 4$ процессы (типа $\mathrm{qq}' \to \mathrm{q}''\mathrm{q}'''\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$).
= 5 : "истинные" $2 \to 3$ процессы, один метод.
= 6 : "истинные" $2 \to 3$ процессы, другой метод; в настоящее время определен только процесс $\mathrm{gg} \to \mathrm{Z}^0\mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$.
= 9 : $2 \to 2$ при многократных взаимодействиях ($p_\perp$ как кинематическая переменная).
= 11 : определяемый пользователем процесс.
= -1 : вполне "законный" процесс, который, однако, не был выполнен.
= -2 : неопределенный ISUB-код процесса.

`KFPR(ISUB,J)` : KF-коды продуктов процесса взаимодействия ISUB. Если имеется только один продукт, позиция `J=2` – пустая. Также принимается, что кварки и лептоны, полагаемые безмассовыми при подсчете матричных элементов, обозначаются 0. Основное назначение, таким образом, есть идентификация рожденных резонансов (Z^0, $\mathrm{W}^\pm$, H^0 и т.д.).

`COEF(ISUB,J)` : коэффициенты, используемые в якобианах для ускорения процедуры отбора кинематических переменных. Более точно, форма сечения дается суммой членов с различным поведением, и интеграл по всему разрешенному фазовому пространству равен единице для каждого члена. `COEF` дают относительные вероятности для вкладов от каждого из этих членов, нормированные так, чтобы сумма коэффициентов для каждой используемой переменной равнялась единице. Обратите внимание, что, какие коэффициенты действительно используются, зависит от процесса.

`ISUB` : стандартный код подпроцесса.

`J = 1` : поведение по τ вида $1/\tau$.

`J = 2` : поведение по τ вида $1/\tau^2$.

`J = 3` : поведение по τ вида $1/(\tau(\tau+\tau_R))$, где $\tau_R = m_R^2/s$ – значение τ резонанса; используется только для рождения резонанса.

`J = 4` : поведение по τ вида брейт-вигнеровской формы $1/((\tau-\tau_R)^2+\gamma_R^2)$, где $\tau_R = m_R^2/s$ – значение τ резонанса и $\gamma_R = m_R\Gamma_R/s$ – масштаб массы, умноженный на ширину; используется только для рождения резонанса.

`J = 5` : поведение по τвида $1/(\tau(\tau+\tau_{R'}))$, где $\tau_{R'} = m_{R'}^2/s$ – значение τ второго резонанса; используется только для одновременного рождения двух резонансов.

`J = 6` : поведение по τ вида второй брейт-вигнеровской формы $1/((\tau-\tau_{R'})^2+\gamma_{R'}^2)$, где $\tau_{R'} = m_{R'}^2/s$ – значение τ второго резонанса и $\gamma_{R'} = m_{R'}\Gamma_{R'}/s$ – масштаб массы, умноженный на ширину; используется только для одновременного рождения двух резонансов, типа $\gamma^*/\mathrm{Z}^0/\mathrm{Z}'^0$.

`J = 7` : поведение по τ вида $1/(1-\tau)$; используется только тогда, когда обе структурные функции расходятся при $x = 1$.

`J = 8` : условие на y вида $y - y_{min}$.

`J = 9` : условие на y вида $y_{max} - y$.

`J = 10` : условие на y вида $1/\cosh(y)$.

`J = 11` : условие на y вида $1/(1-\exp(y-y_{max}))$; используется только тогда, когда структурная функция частицы пучка расходится при $x = 1$.

`J = 12` : условие на y вида $1/(1-\exp(y_{min}-y))$; используется только тогда, когда структурная функция мишени расходится при $x = 1$.

`J = 13` : $z = \cos\hat{\theta}$ отбирается равномерно на интервале между граничными значениями.

`J = 14` : $z = \cos\hat{\theta}$ отбирается для $1/(a-z)$, где $a = 1 + 2m_4^2/\hat{m}_3^2 s^2$, m_3 и m_4 – массы двух частиц в конечном состоянии.

`J = 15` : $z = \cos\hat{\theta}$ отбирается для $1/(a+z)$, с a, как и выше.

`J = 16` : $z = \cos\hat{\theta}$ отбирается для $1/(a-z)^2$, с a, как и выше.

`J = 17` : $z = \cos\hat{\theta}$ отбирается для $1/(a+z)^2$, с a, как и выше.

`J = 18` : τ' отбирается для $1/\tau'$

`J = 19` : τ' отбирается для $(1-\tau/\tau')^3/\tau'^2$.

`J = 20` : τ' отбирается для $1/(1-\tau')$; используется, только когда обе структурные функции расходятся при $x = 1$.

`ICOL` : содержит информацию относительно различных топологий цветопотоков в жестком 2 → 2 процессе.

```
COMMON/PYINT3/XSFX(2,-40:40),ISIG(1000,3),SIGH(1000)
```

Назначение: содержит информацию относительно структурных функций, сечений подпроцессов и различных относительных весов для конечных состояний. Эти переменные не должны изменяться пользователем.

`XSFX` : текущие значения структурных функций $xf(x)$ со стороны пучка и мишени, соответственно.

`ISIG(ICHN,1)` : входящий партон/частица со стороны пучка в жестком взаимодействии для разрешенного канала номер `ICHN`. Число каналов, заполненных соответствующей информацией, дается `NCHN`, одном из параметров, вычисляемых каждый раз при вызове `PYSIGH`. Таким образом, только 1 ≤ `ICHN`≤ `NCHN` каналов заполняется соответствующей информацией.

`ISIG(ICHN,2)` : входящий партон/частица со стороны мишени в жестком взаимодействии для разрешенного канала номер `ICHN`. См. также комментарий выше.

`ISIG(ICHN,3)` : тип цветопотока для разрешенного канала номер `ICHN`; см. список `MSTI(2)`. См. также комментарий выше. Только для "подпроцесса" 96 `ISIG(ICHN,3)` используется также при преобразовании информации о правильном номере подпроцесса (11, 12, 13, 28, 53 или 68); эта опция используется для переопределения подпроцесса 96 в любой из них.

`SIGH(ICHN)` : вычисленное дифференциальное сечение для разрешенного канала номер `ICHN`, то есть структурные функции, умноженные на значение матричного элемента, для текущей кинематической установки (кроме того, для ускорения процесса генерации в общую картину включаются коэффициенты якобиана). См. также комментарий для `ISIG(ICHN,1)`.

```
COMMON/PYINT4/WIDP(21:40,0:40),WIDE(21:  0,0:40),WIDS(21:40,3)
```

Назначение: задает парциальные и эффективные ширины распадов для различных резонансов. Эти переменные не должны изменяться пользователем.

`WIDP(KF,J)` : дает парциальные ширины распадов резонансов в различные каналы (в ГэВ), при условии, что все физически разрешенные конечные состояния включены.

`KF` : стандартный KF-код рассматриваемого резонанса.

`J` : нумерация различных возможных каналов распадов для резонанса KF, как задано в JETSET в общем блоке `LUDAT3`, с первым каналом при `J=1` и т.д.

`WIDE(KF,J)` : задает эффективные ширины распадов резонансов в различные каналы (в ГэВ), действительно разрешенные в текущем выполнении. Состояние "включено/

выключено" для мод распада устанавливается ключами `MDME` в JETSET; см. раздел 14.6.

`J` : нумерует различные каналы распадов, возможные для резонанса KF, как задано в JETSET в общем блоке `LUDAT3`, с первым каналом при `J=1`, и т.д.

`WIDS(KF,J)` : безразмерный коэффициент подавления, который определяется как отношение полной ширины включенных каналов к полной ширине всех возможных каналов (для пары резонансов нужно заменить ширину на квадрат ширины). Состояние "включено/выключено" для различных каналов устанавливается ключами `MDME` в JETSET; см. раздел 14.6. Информация, содержащаяся в `WIDS`, используется, например, при вычислении сечений.

`J = 1` : подавление при совместном рождении пары резонансов вида KF. Когда существует античастица, разрешена комбинация частица-античастица (типа W^+W^-), иначе – только частица-частица (типа Z^0Z^0).

`J = 2` : подавление рождения частицы вида KF, когда она рождается одна или вместе с частицей другого вида.

`J = 3` : подавление рождения античастицы вида KF, когда она рождается одна или вместе с частицей другого вида.

```
COMMON/PYINT5/NGEN(0:200,3),XSEC(0:200)
```

Назначение: задает информацию, необходимую для вычисления сечения и ультрафиолетовых максимумов дифференциального сечения. Эти переменные не должны изменяться пользователем.

`NGEN(ISUB,1)` : количество попыток вычисления дифференциального сечения (умноженного на коэффициенты якобиана) для подпроцесса ISUB, с `NGEN(0,1)`, задающим сумму этих чисел.

`NGEN(ISUB,2)` : количество попыток кинематической установки для подпроцесса ISUB в процедуре генерации, с `NGEN(0,2)`, задающим сумму этих чисел.

`NGEN(ISUB,3)` : дает количество попыток генерации события типа подпроцесса ISUB, с `NGEN(0,3)`, задающим сумму этих чисел. Обычно `NGEN(ISUB,3) = NGEN(ISUB,2)`, то есть при рождении события обычно может использоваться принятая кинематическая конфигурация.

`XSEC(ISUB,1)` : вычисленный максимум дифференциального сечения (умноженный на коэффициенты якобиана) для различных включенных подпроцессов, с `XSEC(0,1)`, задающим сумму этих величин (за исключением процессов с малыми $p_\perp$, ISUB = 95).

`XSEC(ISUB,2)` : дает сумму дифференциальных сечений (умноженных на якобианы) для точки `NGEN(ISUB,1)` фазового пространства, полученной ранее.

`XSEC(ISUB,3)` : вычисляет интегральное сечение для подпроцесса ISUB на основании накопленной до сих пор статистики, с `XSEC(0,3)`, дающим вычисленное полное сечение для всех включенных подпроцессов (все в мб). Это – точная информация, получаемая при вызове `PYSTAT(1)`.

```
COMMON/PYINT6/PROC(0:200)
CHARACTER PROC*28
```

Назначение: задает символьные строки для различных возможных подпроцессов; используется при печати таблиц.

`PROC(ISUB)` : имена различных подпроцессов согласно ISUB-кодам. `PROC(0)` означает все процессы.

Наконец, существует ряд подпрограмм и общих блоков с именами, начинающимися с `RK`. Они содержат вычисление матричных элементов для процесса gg → Z$q\bar{q}$, основанное на программе Рональда Клейса, с некоторыми модификациями.

9.7 Примеры

Программа сформирована как подчиненная система, то есть вы должны обеспечить главную программу, которая вызывает подпрограммы Pythia и Jetset для выполнения конкретных задач и осуществляет продолжение процесса генерации и контроль над ним.

Типичная программа для анализа событий столкновения с энергией 630 ГэВ в системе ЦМ с минимальным $p_\perp$ 10 ГэВ/с при жестком рассеянии (из-за излучения в начальном состоянии, эффектов фрагментации и т.д. фактический нижний предел $p_\perp$ будет размыт вокруг этого значения) может выглядеть следующим образом:

```
COMMON/LUJETS/N,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
COMMON/PYSUBS/MSEL,MSUB(200),KFIN(2,-40:40),CKIN(200)
COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)
...                  ! установка всех общих блоков пере-
...                  ! менных, которым не были присвоены
...                  ! значения по умолчанию
CKIN (3)=10.         ! нижний предел p_T
CALL PYINIT('CMS','p','pbar',630.) ! инициализация
...                  ! инициализация анализа статистики
DO 100 IEVENT=1,1000 ! цикл по событиям
CALL PYEVNT          ! генерация события
IF(IEVENT.EQ.1) CALL LULIST(1) ! печать первого события
...                  ! вставка желаемой цепочки анализа
...                  ! для каждого события
100  CONTINUE
CALL PYSTAT(1)       ! печать сечений
...                  ! пользовательский вывод
END
```

Глава 10

Излучение в начальном и конечном состоянии

К первоначальному процессу жесткого взаимодействия могут добавляться поправки, обусловленные излучением в начальном и конечном состоянии. Это обычно выполняется на языке партонных ливней – только для процесса $e^+e^- \to \mathrm{q\overline{q}}$ Jetset предлагает опцию матричного элемента (описанную в разделе 6.1). Алгоритмы, используемые для генерации ливней в начальном и конечном состоянии, различны, и поэтому ниже описываются по отдельности, начиная с концептуально более простого случая конечного состояния. Перед этим дается некоторое количество общих элементов.

Главная ссылка по ливням в конечном состоянии – работа [Ben87a], а по ливням в начальном состоянии – [Sjö85].

10.1 Эволюция ливня

В полной записи события ливень может выглядеть как последовательность $1 \to 2$ переходов $a \to bc$. a называется материнской частицей, а b и c – двумя дочерними. Каждая дочерняя частица также свободно может совершать аналогичный переход на следующем витке, так что может развиваться древовидная структура. Мы будем использовать обозначение "партон" для всех объектов a, b и c, входящих в процесс перехода, то есть не только для кварков и глюонов, но также для лептонов и фотонов. В программу включены переходы $\mathrm{q} \to \mathrm{qg}$, $\mathrm{g} \to \mathrm{gg}$, $\mathrm{g} \to \mathrm{q\overline{q}}$, $\mathrm{q} \to \mathrm{q}\gamma$ и $\ell \to \ell\gamma$. Фотонные переходы, то есть $\gamma \to \mathrm{q\overline{q}}$ и $\gamma \to \ell\overline{\ell}$, до сих пор не включались, так как они достаточно редки.

10.1.1 Уравнения эволюции

В формулировке ливня кинематика каждого перехода дается в терминах двух переменных Q^2 и z. Эти переменные можно интерпретировать несколько по-разному, и, действительно, это основная область отличий в программах, используемых при моделировании в физике высоких энергий. Q^2 имеет размерность квадрата массы и связывается со значением массы или поперечного импульса перехода. z дает распределение долей энергии и импульса частицы a между двумя дочерними частицами, где партон b принимает долю z, а партон c – долю $1 - z$. Для определения кинематики необходим дополнительно азимутальный угол φ распределения b вокруг направления a; обычно распределение по φ считается изотропным, хотя существуют опции для неизотропных распределений.

Вероятность для партона совершить переход дается уравнениями эволюции (также называемыми DGLAP – уравнениями Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи [Gri72, Alt77]). Удобно представить

$$T = \ln(Q^2/\Lambda^2) \quad \Rightarrow \quad dt = d\ln(Q^2) = \frac{dQ^2}{Q^2} \;, \tag{10.1}$$

где Λ есть КХД-масштаб обрезания Λ для α_s. Конечно, этот выбор в большей степени предназначен для ливней КХД, но может использоваться так же хорошо и для КЭД-ливней. В терминах двух переменных t и z дифференциал вероятности $d\mathcal{P}$ для партона a совершить переход теперь есть

$$d\mathcal{P}_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} \, P_{a\to bc}(z) \, dt \, dz \;. \tag{10.2}$$

Здесь сумма дается по всем разрешенным переходам, например, для кварка $\mathrm{q} \to \mathrm{qg}$ и $\mathrm{q} \to \mathrm{q}\gamma$. Коэффициент α_{abc} равен α_{em} для КЭД-переходов и α_s для КХД-переходов (для вычислений при некотором подходящем масштабе, см. ниже).

Ядро расщепления $P_{a\to bc}(z)$ есть

$$\begin{aligned} P_{q\to qg}(z) &= C_F \, \frac{1+z^2}{1-z} \;, \\ P_{g\to gg}(z) &= N_C \, \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \;, \\ P_{g\to q\overline{q}}(z) &= T_R \, (z^2 + (1-z)^2) \;, \\ P_{q\to q\gamma}(z) &= e_{\mathrm{q}}^2 \, \frac{1+z^2}{1-z} \;, \\ P_{\ell\to\ell\gamma}(z) &= e_\ell^2 \, \frac{1+z^2}{1-z} \;, \end{aligned} \tag{10.3}$$

с $C_F = 4/3$, $N_C = 3$, $T_R = n_f/2$ (то есть в T_R дает вклад 1/2 каждый разрешенный $\mathrm{q\overline{q}}$-аромат), а e_q^2 и e_ℓ^2 – квадраты электрического заряда (4/9 – для кварков верхнего типа, 1/9 – для кварков нижнего типа и 1 – для лептонов).

Читатели, знакомые с аналитическими вычислениями, могут удивиться, почему опущены знак "+" и $\delta(1-z)$ члены в ядрах расщепления в ур. (10.3). Эти члены обеспечивают сохранение энергии и нужный аромат в аналитических уравнениях. Соответствующая проблема тривиально решается в монте-карловских программах, где развитие ливня прослеживается во всех подробностях и где аромат и четырехимпульсы сохраняются во время каждого перехода. Кроме того, необходимо накладывать ограничения на разрешенный диапазон расщепления z для исключения сингулярных областей, соответствующих избыточному рождению очень мягких глюонов.

Также обратите внимание, что $P_{g\to gg}(z)$ дается здесь с коэффициентом N_C, в то время как иногда возникает коэффициент $2N_C$. Такое разночтение возникает потому, что конечное состояние содержит два идентичных партона. С нормировкой как выше, $P_{a\to bc}(z)$ интерпретируется как вероятность совершения перехода для первоначального партона a. С другой стороны, это выражение также может описывать вероятность того, что партон b рождается с долей энергии z. Почти все ядра выше могут использоваться, не изменяясь, с учетом очевидной симметрии $P_{a\to bc}(z) = P_{a\to cb}(1-z)$. Для $g \to gg$, однако, полная вероятность найти глюон с долей энергии z равна сумме вероятностей найти в таком состоянии первую или вторую дочернюю частицу, и это дает в два раза больший коэффициент.

10.1.2 Формфактор Судакова

Переменная t выполняет функцию, аналогичную времени при развитии ливня. Для ливней в конечном состоянии t вынуждена постепенно уменьшаться при удалении от момента жесткого рассеяния, а для ливней в начальном состоянии – постепенно увеличиваться при приближении к моменту жесткого рассеяния. Это не значит, что отдельный партон проходит через диапазон значений t: каждый партон в конце связывается с фиксированным значением t, и процедура эволюции есть только способ выбора этого значения. Только множество партонов для большого количества событий эволюционирует непрерывно с t, см. концепцию структурной функции.

Для данного значения t мы определяем интеграл вероятности перехода по всем разрешенным значениям z,

$$\mathcal{I}_{a\to bc}(t) = \int_{z_-(t)}^{z_+(t)} dz\, \frac{\alpha_{abc}}{2\pi}\, P_{a\to bc}(z)\ . \tag{10.4}$$

Инвариантная вероятность того, что переход происходит в малом диапазоне значений t δt, дается $\sum_{b,c} \mathcal{I}_{a\to bc}(t)\, \delta t$, и поэтому вероятность отсутствия излучения есть $1 - \sum_{b,c} \mathcal{I}_{a\to bc}(t)\, \delta t$.

Если эволюция партона a начинается в "момент времени" t_0, вероятность, что партон не совершил перехода в "более поздние моменты времени" $t > t_0$ дается результирующей вероятностью того, что это не было выполнено в любом из малых интервалов δt между t_0 и t. Другими словами, полагая $\delta t \to 0$, получим экспоненциальную зависимость для вероятности отсутствия переходов:

$$\mathcal{P}_{no-branching}(t_0, t) = \exp\left\{ -\int_{t_0}^{t} dt' \sum_{b,c} \mathcal{I}_{a\to bc}(t') \right\} = S_a(t)\ . \tag{10.5}$$

Таким образом, фактическая вероятность, что переход a происходит при t, дается

$$\frac{d\mathcal{P}_a}{dt} = -\frac{d\mathcal{P}_{no-branching}(t_0,t)}{dt} = \left(\sum_{b,c} \mathcal{I}_{a\to bc}(t) \right) \exp\left\{ -\int_{t_0}^{t} dt' \sum_{b,c} \mathcal{I}_{a\to bc}(t') \right\}\ . \tag{10.6}$$

Первый коэффициент есть инвариантная вероятность перехода, второй определяет подавление, обусловленное сохранением полной вероятности: если партон уже совершил переход при $t' < t$, он не может больше совершать перехода при t. Эта функция – ни что иное, как экспоненциальный множитель, знакомый по радиоактивному распаду. На языке партонных ливней экспоненциальный множитель $S_a(t) = \mathcal{P}_{no-branching}(t_0, t)$ называют формфактором Судакова [Sud56].

Упорядочение в терминах увеличения t выше соответствует ливням в начальном состоянии. Для ливней в конечном состоянии эволюция идет с начального t_{max} (определяемого моментом жесткого рассеяния) к меньшим значениям t. В этом случае интеграл от t_0 до t в ур. (10.5) и (10.6) заменяется интегралом от t до t_{max}. Так как, по соглашению, формфактор Судакова по-прежнему определяется от нижнего предела t_0, то есть дает вероятность того, что, начиная с момента t, партон не будет совершать переходов со значениями ниже предела t_0, коэффициент отсутствия перехода фактически равен $\mathcal{P}_{no-branching}(t_{max}, t) = S_a(t_{max})/S_a(t)$.

Мы обращаем ваше внимание на то, что структура выше имеет вид, обсуждавшийся в разделе 4.2. Поэтому в монте-карловском моделировании партонных ливней широко используется алгоритм вето.

10.1.3 Соответствие масштабу жесткого рассеяния

Эволюция по Q^2 начинается с некоторого максимального значения Q^2_{max} для партонного ливня в конечном состоянии и завершается при Q^2_{max} (возможно, другом) для ливня в начальном состоянии. В общем случае Q^2_{max} не известно. Действительно, так как язык партонных ливней не гарантирует согласия с результатами вычисления матричных элементов высших порядков ни для абсолютных значений, ни для нормированных, не имеется никакого единственно возможного рецепта для "наилучшего" выбора. В принципе, Q_{max} должно иметь порядок масштаба жесткого рассеяния, то есть наибольшая виртуальность должна отвечать жесткому рассеянию, и партонные ливни в начальном и конечном состоянии должны содержать только виртуальности меньше этого значения. Этот же результат может быть получен и при точном учете: в $2 \to n$ диаграммах процессы жесткого рассеяния $2 \to 2$ могут выбираться несколькими различными способами, но если должны генерироваться все возможные процессы, то сечение будет учтено дважды. Следовательно, нужно определить $2 \to 2$ "жесткий" фрагмент $2 \to n$ диаграммы как содержащий наибольшую виртуальность.

Конечно, проблема двойного учета несколько зависит от того, какие процессы фактически генерируются в программе. Если рассматривается конечное состояние $\mathrm{q\overline{q}g}$ в адронном столкновении, то эта проблема может возникнуть в результате излучения в конечном состоянии от $\mathrm{q\overline{q}}$-пары, или расщепления глюона в $\mathrm{q\overline{q}}$-пару, или по множеству других причин, так что опасность двойного учета очень реальна. С другой стороны, рассмотрим рождение с малыми $p_\perp$, процесс Дрелла–Яна рождения пар лептонов с малыми массами совместно с двумя кварковыми струями. Такой процесс в принципе может развиваться с испусканием γ^* от кварковой ветви, с кварк-кварковым рассеянием, являющимся жестким взаимодействием. Однако так как этот процесс не включается в программу, не существует никакой фактической опасности (в этом случае) двойного учета, и поэтому масштаб эволюции может выбираться большим значения массы пары Дрелла–Яна, по крайней мере, до некоторой степени.

Для большинства $2 \to 2$ процессов рассеяния в Pythia масштаб Q^2 жесткого рассеяния выбирается следующим образом: $Q^2_{hard} = p^2_\perp$ (когда частицы конечного состояния безмассовые, иначе добавляются массы). В ливне в конечном состоянии, где Q связывается с массой партона при переходе, для поперечных импульсов в ливне должно выполняться условие $p_\perp < Q/2$. Поэтому условие, что $p_\perp$ ливня будет меньшим $p_\perp$ жесткого рассеяния, грубо соответствует $Q^2_{max} = 4Q^2_{hard}$, которое предполагается по умолчанию. В принципе, для ливней в начальном состоянии ограничения немного отличаются, но не настолько, чтобы возникала необходимость выбора другого Q_{max}.

Положение улучшается для ливней в конечном состоянии при распаде любой частицы – цветового синглета типа Z^0 или H^0, либо как части жесткого $2 \to 1 \to 2$ процесса, либо как-то еще в конечном состоянии. Тогда мы знаем, что Q_{max} должно равняться массе частицы. Также можно согласовать эволюцию партонного ливня с результатами вычисления матричного элемента первого порядка. В программе это выполнено в предположении, что резонанс имеет спин, равный единице, и этот подход, как известно, работает очень хорошо для γ^*/Z^0. Этот механизм не дает абсолютно верных результатов для нулевого спина H^0, но и в этом случае все же обеспечивает достаточно хорошее описание.

10.2 Ливни в конечном состоянии

Ливни в конечном состоянии времениподобны, то есть все виртуальности $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \geq \mathbf{0}$. Максимальная разрешенная величина виртуальности Q^2_{max} устанавливается процессом жесткого рассеяния, и далее виртуальность уменьшается при каждом следующем переходе до нижнего предела значения Q_0^2. Этот предел используется для регуляризации мягких и коллинеарных расходимостей в выражении для вероятности излучения.

Основные черты ливневого алгоритма в JETSET следующие.

- Основной алгоритм записи – улучшенного, когерентного вида, то есть с угловым упорядочением.
- Может использоваться для произвольной начальной пары партонов или, реально, для любого одного, двух или трех данных объектов (включая адроны и калибровочные бозоны), хотя только кварки, глюоны и лептоны могут инициировать ливень.
- Пару ливневых партонов можно задавать в любой системе, но эволюция выполняется в системе ЦМ ливневых частиц.
- Энергия и импульс сохраняются точно на каждом шаге процесса ливнеобразования.
- Если начальная пара – $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$ или $\ell^+\ell^-$ (получающаяся при распада резонанса), то используется дополнительная методика отклонения в первом переходе каждого из двух первоначальных партонов, так что воспроизводится дифференциальное сечение самого низкого порядка с 3 струями.
- В последующих переходах наложено угловое упорядочение (когерентные эффекты).
- Могут включаться эффекты спиральности глюона, то есть корреляции между плоскостями рождения и распада глюона.
- Используется выражение α_s первого порядка с масштабом Q^2, заданным (приближенно) квадратом поперечного импульса перехода. По умолчанию Λ_{QCD}, который не должен приниматься равным $\Lambda_{\overline{\mathrm{MS}}}$, равен 0.4 ГэВ.
- По умолчанию партонный ливень отключается при значении массы 1 ГэВ.

Далее следует более детальное описание.

10.2.1 Выбор переменной эволюции

В ливневом алгоритме JETSET переменная эволюции Q^2 связана с квадратом массы партона при переходе, $Q^2 = m_a^2$ для перехода $a \to bc$. Как следствие, $t = \ln(Q^2/\Lambda^2) = \ln(m_a^2/\Lambda^2)$. Такой выбор Q^2 не единствен, и другие программы содержат другие описания (HERWIG использует $Q^2 \approx m^2/(2z(1-z))$ [Mar88], и ARIADNE использует $Q^2 = p_\perp^2 \approx z(1-z)m^2$ [Pet88]). С масштабом Q, задаваемым массой, нижний предел Q_0 соответствует этой массе. Более точно, в КХД-ливне параметр Q_0 используется для вывода эффективных масс

$$\begin{aligned} m_{\mathit{eff},\mathrm{g}} &= \frac{1}{2}Q_0 \ , \\ m_{\mathit{eff},\mathrm{q}} &= \sqrt{m_\mathrm{q}^2 + \frac{1}{4}Q_0^2} \ , \end{aligned} \tag{10.7}$$

где m_q выбирались как типичные текущие значения масс кварков. Партон может совершить переход, если масса по крайней мере не меньше суммы масс самой легкой пары, которой разрешено рождение при распаде партона, то есть существует минимальное значение массы, при котором возможен переход

$$\begin{aligned} m_{min,\mathrm{g}} &= 2\, m_{\mathit{eff},g} = Q_0 \ , \\ m_{min,\mathrm{q}} &= m_{\mathit{eff},q} + m_{\mathit{eff},g} \geq Q_0 \ . \end{aligned} \tag{10.8}$$

Эти значения масс используются для получения ограничений на разрешенный диапазон значений Q^2 и z. Однако если было решено, что партон не может совершать дальнейшие переходы, то он помещается на массовую поверхность, т.е. глюоны "в конечном состоянии" безмассовые.

Когда включается также излучение фотонов, отдельно дается Q_0 для КЭД-части ливня, значение которого точно воспроизводит масштаб КХД [Sjö92c]. По умолчанию два масштаба Q_0 выбираются равными и имеют значение 1 ГэВ. Если это не сделано, то для излучения фотонов будет разрешен более низкий предел, чем для излучения глюонов. В этом случае разрешенный диапазон z для излучения фотонов будет большим, чем для глюонов, и в конце эволюции ливня будет разрешено только излучение фотонов.

Излучение фотонов и глюонов отличаются существенно в том, что фотоны появляются как физические частицы в конечном состоянии, тогда как глюоны находятся в конфайнменте. Однако для излучения фотонов от кварков удерживающие силы, действующие на кварк, могут обеспечивать эффективный предел излучения фотонов при значениях, больших массы "голого" кварка. Мягкие и коллинеарные фотоны могут также испускаться заряженными адронами в конечном состоянии; соответствие между излучением от кварков и от адронов является весьма тонкой проблемой, и поэтому мы не будем пытаться установить происхождение фотонов в мягкой области.

Для излучения фотонов от лептонов нет необходимости задавать предел излучения помимо того, что дается массой лептона, но мы сохраняем здесь тот же подход, что и для кварков: во-первых, программа не предназначена для выполнения высокоточных исследований рождения пар лептонов (где также надо будет включить условия интерференции между излучением в начальном и конечном состоянии); во-вторых, большинство экспериментальных процедур будет включать энергию коллинеарных фотонов в эффективную энергию лептона в конечном состоянии.

10.2.2 Выбор переменной расщепления энергии

Механизм излучения в конечном состоянии всегда описывается в системе ЦМ жесткого рассеяния, обычно для пары рожденных эволюционирующих партонов. Иногда может случиться, что партоны снова возвращаются в неэволюционирующее состояние, как в процессе $\mathrm{q\overline{q}} \to \mathrm{g}\gamma$, где только глюон в конечном состоянии эволюционирует, а энергия фотона изменяется в соответствии с переходом глюона. (Если оставить только этот эволюционирующий партон и не трогать остальные, будет невозможно сохранить энергию и импульс в случае массивного партона.) Таким образом, перед началом эволюции пара партонов смещается по отношению к их общей системе ЦМ и поворачивается вокруг оси z. По окончании процесса ливнеобразования полный партонный ливень вращается и смещается обратно к первоначальной системе пары партонов.

Интерпретация переменной расщепления энергии и импульса z не единственна, и фактически программа предоставляет возможность выбора между четырьмя различными вариантами [Ben87a], "локальным" и "глобальным" описанием z, объединенным с "ограниченной" или "неограниченной" эволюцией. Во всех четырех вариантах переменная z интерпретируется как доля энергии, то есть $E_b = zE_a$ и $E_c = E_a$ (1-z). При выборе "локального" описания z доля энергии определяется в системе покоя материнского партона a. Предпочтительнее другой выбор – "глобальное" описание, в котором энергия всегда вычисляется в системе ЦМ жесткого рассеяния. Эти два описания находятся в согласии для переходов партонов, появляющихся прямо из процесса жесткого рассеяния, так как жесткое рассеяние само по себе рассматривается как "материнский процесс" для первого поколения партонов. Например, в $\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$ калибровочный бозон Z^0 рассматривается как материнская частица для q и $\overline{\mathrm{q}}$, даже если переход не обрабатывается с использованием механизма ливнеобразования. "Локальное" и "глобальное" описания расходятся для последующих переходов, где для "глобального" описания существует возможность более продолжительной эволюции ливня.

В переходе $a \to bc$ кинематически разрешенный диапазон значений $z = z_a$, $z_- < z < z_+$, дается

$$z_\pm = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{m_b^2 - m_c^2}{m_a^2} \pm \frac{|\mathbf{p_a}|}{E_a}\,\frac{\sqrt{(m_a^2 - m_b^2 - m_c^2)^2 - 4m_c^2 m_b^2}}{m_a^2}\right\} . \qquad (10.9)$$

При "ограниченной" эволюции ограничения, данные выше, учитываются в процессе эволюции. Ограничения на массы $m_{\mathit{eff},b}$ и $m_{\mathit{eff},c}$ используются для определения максимального разрешенного диапазона z, в пределах которого выбирается z_a вместе со значением m_a. При последующей эволюции b и c разрешены только пары m_b и m_c, для которых уже полностью определены ограничения на z_a, ур. (10.9).

Для "неограниченной" эволюции, которая предпочтительнее, можно стартовать с принятия дочерних частиц безмассовыми, так что разрешенный диапазон z

$$z_\pm = \frac{1}{2}\left\{1 \pm \frac{|\mathbf{p_a}|}{E_a}\theta(m_a - m_{min,a})\right\} , \qquad (10.10)$$

где $\theta(x)$ – шаговая функция, $\theta(x) = 1$ для $x > 0$ и $\theta(x) = 0$ для $x < 0$. Кинематика распада в две безмассовые частицы с четырехвекторами $p_b^{(0)}$ и $p_c^{(0)}$ тогда проста. Таким образом, m_b и m_c будут задаваться при последующей эволюции, только со следующими ограничениями: $m_b < E_a z_a$, $m_c < (1 - z_a)E_a$ и $m_b + m_c < m_a$. Фактически, массивные четырехвекторы могут быть определены как

$$p_{b,c} = p_{b,c}^{(0)} \pm (p_c^{(0)} r_c - p_b^{(0)} r_b) , \qquad (10.11)$$

где

$$r_{b,c} = \frac{m_a^2 \pm (-m_b^2 m_c^2) - \sqrt{(m_a^2 - m_b^2 - m_c^2)^2 - 4m_c^2 m_b^2}}{2m_a^2} . \qquad (10.12)$$

Другими словами, значение z_a в некотором смысле интерпретируется заново post facto. Само собой разумеется, "неограниченная" опция разрешает совершать большее количество переходов, чем "ограниченная". В последующем обсуждении мы будем касаться только "глобального, неограниченного" выбора описания z.

10.2.3 Первые переходы и соответствующие матричные элементы

Эволюция в конечном состоянии обычно начинается с некоторой первоначальной пары партонов 1 + 2 при значении Q_{max}^2, определенном как уже обсуждалось выше. Когда рассматривается эволюция партона 1, принимается, что партон 2 безмассовый, так что энергия и импульс партона 1 являются простыми функциями массы (и установленной энергии в системе ЦМ пары), и поэтому разрешенный диапазон для переменной расщепления z_1 дается ур. (10.10). Соответственно, партон 2 эволюционирует в предположении, что партон 1 безмассовый. После того как обоим партонам присвоили массы, можно определить правильные значения их энергий, которые будут меньше первоначально принятых.

Следовательно, разрешенные диапазоны z сократились, и может случиться, что некоторому переходу присвоили значение z снаружи этого диапазона. Если это так, то партон эволюционирует вниз по значениям массы от отклоненного значения; если оба значения z отклоняются, далее эволюционирует партон с большей массой. Также может случиться, что сумма m_1 и m_2 больше, чем энергия в системе ЦМ, тогда опять эволюционирует партон с большей массой, спускаясь по значениям массы. Проверка и следующий шаг эволюции выполняются до тех пор, пока не будет найден приемлемый набор m_1, m_2, z_1 и z_2.

Эта процедура есть расширение алгоритма вето, где предварительное вычисление разрешенного диапазона z поправляется при отклонении некоторого количества переходов. Однако нужно обращать внимание на то, что алгоритм вето совершенно непригоден для совместной эволюции по двум переменным (m_1 и m_2), и поэтому присутствует некоторая предопределенность. Это явно видно при выборе партона, который будет далее эволюционировать, если оба значения z недопустимы или если сумма масс слишком велика.

Для пары кварка и лептона $1+2$, получающейся при распаде бесцветной частицы, первые переходы соответствуют матричным элементам первого порядка в явном виде для распадов калибровочных бозонов. Это также выполнено, например, для распадов H^0, который имеет спин 0, а не 1, и для которого, в принципе, поэтому несколько отличаются матричные элементы.

Соответствие базируется на отображении переменных партонного ливня на фазовое пространство 3 струй. Рождение события с 3 струями, типа $\gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q}(p_1)\overline{\mathrm{q}}(p_2)\mathrm{g}(p_3)$, на языке ливня означает переход через промежуточное состояние, где или q, или $\overline{\mathrm{q}}$ находится не на массовой поверхности. Для первого случая тогда имеем

$$\begin{aligned} m^2 &= (p_1+p_3)^2 = E_{cm}^2(1-x_2) \ , \\ z &= \frac{E_1}{E_1+E_3} = \frac{x_1}{x_1+x_3} = \frac{x_1}{2-x_2} \ , \end{aligned} \tag{10.13}$$

где $x_i = 2E_i/E_{cm}$. Случай излучения от $\overline{\mathrm{q}}$ получается заменой $1 \leftrightarrow 2$. Выражение для расщепления партонного ливня в терминах m^2 и z, ур. (10.2), может, следовательно, быть преобразовано в следующую дифференциальную скорость для 3 струй:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma_{PS}}{dx_1\,dx_2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi}\,C_F\,\frac{1}{(1-x_1)(1-x_2)} \times \\ \times \quad & \left\{\frac{1-x_1}{x_3}\left(1+\left(\frac{x_1}{2-x_2}\right)^2\right) + \frac{1-x_2}{x_3}\left(1+\left(\frac{x_2}{2-x_1}\right)^2\right)\right\} \ , \end{aligned} \tag{10.14}$$

где первый член внутри фигурных скобок соответствует излучению от кварка, а второй – от антикварка. Соответствующее выражение на языке матричных элементов

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma_{ME}}{dx_1\,dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\,C_F\,\frac{1}{(1-x_1)(1-x_2)}\left\{x_1^2+x_2^2\right\} \ . \tag{10.15}$$

С кинематическим отбором в Jetset выражение для матричного элемента всегда меньше, чем для партонного ливня. Следовательно, можно образовывать ливень, как обычно, и домножать результат на дополнительный весовой коэффициент $d\sigma_{ME}/d\sigma_{PS}$, который дает отношение выражений в фигурных скобках. Если переход отклоняется, эволюция продолжается от отклоненного значения Q^2 вперед (алгоритм вето). Процедура взвешивания применяется к первому переходу и для q, и для $\overline{\mathrm{q}}$, в каждом случае с (номинальным) предположением, что при этом ни один другой партон не совершает перехода (ни дочерний, ни сестринский), так что пригодны соотношения ур. (10.13).

Если вместо глюона испускается фотон, скорость излучения для партонного ливня дается

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma_{PS}}{dx_1\,dx_2} &= \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\frac{1}{(1-x_1)(1-x_2)} \times \\ \times \quad & \left\{ e_{\mathrm{q}}^2 \frac{1-x_1}{x_3}\left(1+\left(\frac{x_1}{2-x_2}\right)^2\right) + e_{\overline{\mathrm{q}}}^2 \frac{1-x_2}{x_3}\left(1+\left(\frac{x_2}{2-x_1}\right)^2\right)\right\} , \end{aligned} \tag{10.16}$$

а через матричные элементы [Gro81]

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma_{ME}}{dx_1\,dx_2} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\frac{1}{(1-x_1)(1-x_2)}\left\{\left(e_q\frac{1-x_1}{x_3} - e_{\overline{\mathrm{q}}}\frac{1-x_2}{x_3}\right)^2\left(x_1^2+x_2^2\right)\right\} . \tag{10.17}$$

Подобно случаю излучения глюонов, может применяться весовой коэффициент $d\sigma_{ME}/d\sigma_{PS}$, когда первоначальный q(ℓ) или $\overline{\mathrm{q}}(\overline{\ell})$ испускает фотон. Для нейтрального резонанса типа Z^0, где $e_{\overline{\mathrm{q}}} = -e_{\mathrm{q}}$, выражения выше упрощаются и коэффициент $d\sigma_{ME}/d\sigma_{PS}$ становится таким же, как для излучения глюона.

По сравнению со стандартной обработкой матричных элементов имеется небольшое количество различий. Для ливня автоматически учитывается формфактор Судакова и α_s, являющаяся функцией масштаба $p_\perp^2$ перехода. Также в ливне всем партоном разрешается эволюционировать дальше, что означает, что инвариантная кинематика, принятая для сравнения с матричными элементами, изменяется последующими переходами, например, энергия партона 1 уменьшается, когда партону 2 назначают массу. Все эти эффекты имеют формально более высокий порядок, и поэтому не влияют на сравнение результатов в первом порядке. Это не значит, что необходимые поправки малы, но экспериментальные результаты ободряют: данный подход дает тот же результат, что и вычисление в явном виде матричных элементов второго порядка для описания рождения 4 струй.

10.2.4 Последующие ветвления и угловое упорядочение

Эволюция ливня (почти) всегда выполняется для пары партонов для того, чтобы обеспечить сохранение энергии и импульса. На первом шаге эволюции два первоначальных партона совершают переходы $1 \to 3+4$ и $2 \to 5+6$. Как описано выше, кинематические ограничения связывают между собой разрешенные диапазоны m_1, m_2, z_2 и z_1. На втором шаге эволюционирует пара $3+4$ и, отдельно, пара $5+6$. Рассмотрим только первую пару (вторая получается тривиальными изменениями). Партоны имеют номинальную начальную энергию $E_3^{(0)} = E_1 z_1$ и $E_4^{(0)} = E_1(1-z_1)$ и максимальную разрешенную виртуальность $m_{max,3} = \min(m_1, E_3^{(0)})$ и $m_{max,4} = \min(m_1, E_4^{(0)})$. Первоначально партоны 3 и 4 эволюционируют по отдельности, давая значения масс m_3 и m_4 и переменных расщепления z_3 и z_4. Если $m_3 + m_4 > m_1$, один из партонов 3 или 4 с наибольшим отношением $m_i/m_{max,i}$ эволюционирует далее. С этого момента ур. (10.11) используется для получения поправок в значениях энергий E_3 и E_4, и значение z проверяется на непротиворечивость. Если переход должен быть отклонен из-за того, что изменение энергии партона помещает z снаружи разрешенного диапазона, партон эволюционирует дальше. В этой процедуре может выполняться несколько итераций для эволюции двух дочерних партонов частицы 3 и двух – частицы 4 и т.д., пока для каждого партона не будет достигнут предел значений массы m_{min}. Тогда партон помещается на массовую поверхность.

Модель, описанная выше, производит так называемые стандартные ливни, когда массы строго уменьшаются при развитии ливня. Однако углы эмиссии уменьшаются только в смысле среднего значения, что означает, что даже довольно "поздние" переходы могут давать партоны под большими углами. Теоретические исследования не показывают, как это можно исправить [Mue81], но дают, что эффекты нарушения интерференции велики в области неупорядоченных углов эмиссии. В очень хорошем первом приближении эти так называемые эффекты когерентности могут приниматься во внимание в программах партонных ливней при учете требования строгого упорядочения по мере уменьшения углов эмиссии.

Эффекты когерентности известны уже из КЭД. Они явно видны в эффекте Чудакова [Chu55], обнаруженном при изучении высокоэнергичных космических γ-лучей, налетающих на ядерную мишень. Если γ конвертируется в почти коллинеарную пару e^+e^- в эмульсии, e^+ и e^- при их путешествии через эмульсию ионизируют атомы и дают почернение. Однако вблизи точки конверсии почернение мало: e^+ и e^- тогда еще находятся близко друг к другу, так что атом не ощущает воздействия от индивидуальных зарядов e^+ и e^-, а чувствует только суммарный заряд пары, близкий к нулю. Только позднее, когда e^+ и e^- расходятся на расстояние больше типичного атомного радиуса, может происходить ионизация двумя частицами независимо друг от друга.

Похожая ситуация есть и в КХД, но здесь она более сложна, так как глюоны переносят еще и цвет. Например, при переходе $\mathrm{q}_0 \to \mathrm{qg}$ партоны q и g представляют собой пару цветная-антицветная частица, и поэтому q и g не могут испускаться на расстоянии, большем области некогерентности глюона. Эффект экранировки должен уменьшать эмиссию мягких глюонов: так как мягкий глюон (испускаемый под большими углами) соответствует большой длине волны, мягкий глюон не способен чувствовать отдельные цветные заряды q и g, а только заряд q_0. Так что мягкий глюон g' (в области $\theta_{\mathrm{q_0 g'}} > \theta_{\mathrm{qg}}$) скорее можно трактовать как испущенный q_0, а не системой q-g. Если рассматривать только эмиссию, связанную с q или g, хорошим приближением является полное нарушение интерференции в областях увеличивающихся углов раскрытия, при том, что партоны излучают независимо друг от друга внутри области уменьшения углов раскрытия ($\theta_{qg'} < \theta_{qg}$ и $\theta_{gg'} < \theta_{qg}$), где по значениям азимутальных углов проведено усреднение. Детали схемы цветной интерференции проявляются в азимутально неоднородной вероятности эмиссии.

На первые переходы ливня не влияет требование углового упорядочения, так как эволюция происходит в системе ЦМ пары первоначальных партонов, где первоначальный угол равен 180°, и любой угол будет во всяком случае меньше этого; при этом вместо матричного элемента используется соответствующая процедура (там, где это пригодно). Впоследствии каждый угол раскрытия сравнивается с соответствующим значением для предшествующего перехода в ливне.

Для перехода $a \to bc$ кинематическое приближение

$$\theta_a \approx \frac{p_{\perp b}}{E_b} + \frac{p_{\perp c}}{E_c} \approx \sqrt{m_a(1-z_a)}z_a \left(\frac{1}{E_a z_a} + \frac{1}{E_a(1-z_a)} \right) = \frac{1}{\sqrt{z_a(1-z_a)}} \frac{m_a}{E_a} \quad (10.18)$$

используется для получения угла раскрытия (это в любом случая есть тот же уровень приближения, что и тот, в котором было сделано угловое упорядочение). С θ_b для перехода b, вычисленным аналогичным образом, требование $\theta_b < \theta_a$ может быть сведено к

$$\frac{(1-z_b)}{z_b m_b^2} > \frac{1-z_a}{m_a^2 z_a} \; . \quad (10.19)$$

Так как фотоны не удовлетворяют условию углового упорядочения, проверка на выполнение этого условия не производится в случае испускания фотона. Для глюона, испускаемого в переходе после фотона, угол эмиссии ограничивается предшествующим значением КХД-перехода в ливне, то есть фотонный угол эмиссии не вводится.

10.2.5 Другие аспекты ливня в конечном состоянии

Электромагнитная константа связи для излучения фотонов на массовой поверхности $\alpha_{em} = \alpha_{em}(Q^2 = 0) \approx 1/137$. Для константы сильной связи доступны несколько вариантов, по умолчанию $\alpha_s(p_\perp^2)$ есть выражение первого порядка, где $p_\perp^2$ определяется приблизительным выражением $p_\perp^2 \approx z(1-z)m^2$. Исследование влияния поправок к основному выражению на конечный результат подтверждает правомерность такого выбора [Ama80]. Другие варианты: фиксированное значение α_s и $\alpha_s(m^2)$.

При выборе по умолчанию $p_\perp^2$ как масштаба в α_s вводятся дальнейшие ограничения на разрешенное фазовое пространство для излучения глюона, не представленные ни в опциях с фиксированным α_s или с $\alpha_s(m^2)$, ни для КЭД-ливня. Минимальное требование, гарантирующее хорошо определенную α_s, есть $p_\perp/\Lambda > 1.1$, но дополнительно JETSET требует, чтобы $p_\perp > Q_0/2$. Это последнее требование не является необходимым, но имеет смысл, когда $p_\perp$ принимается как предпочтительный масштаб процесса перехода, в отличие, например, от m. Это уменьшает разрешенный диапазон z по сравнению с чисто кинематическими ограничениями. Так как предел $p_\perp$ не задается для излучения фотонов, отношение доли излученных фотонов к излученным глюонам от кварка увеличивается для малых значений виртуальностей по сравнению с ожиданиями; на самом деле это увеличение в значительной степени компенсируется при вычислении поправок к α_s, которое действует в противоположном направлении. Главным следствием, однако, является тот факт, что спектр энергии глюона растет до бесконечности в пределе Q_0 и быстро спадает для энергий ниже этого значения, тогда как спектр фотона проходит все значения вплоть до нуля.

Ранее было сказано, что распределения по азимутальным углам в переходах выбираются изотропными. В принципе можно включить, как опции, некоторые эффекты поляризации глюона, которые дают корреляцию между модами рождения и распада глюона, так что переход $\mathrm{g} \to \mathrm{gg}$ преимущественно будет иметь место при рождении глюона, в то время как для распада преобладает $\mathrm{g} \to \mathrm{q\overline{q}}$. Формулы даются, например, в ссылке [Web86] как простые функции величины z в вершине рождения глюона и величины z при переходе глюона. Здесь также эффекты когерентности ведут к азимутально неизотропным распределениям [Web86], которые включаются как дальнейшие опции. В любом случае распределение по азимутальной переменной φ сначала выбирается изотропным, потом вычисляется весовой коэффициент, обусловленный поляризацией и эффектами когерентности, и значение φ принимается или отклоняется. В случае отклонения генерируется новая φ, и так далее.

Хотя обычно эволюция начинается, когда в конечном состоянии присутствует пара партонов, имеется некоторое количество примеров, когда ливень дают один или три партона. Если есть только один партон, невозможно удовлетворить закону сохранения энергии и импульса. В этом случае выбор делается в пользу сохранения энергии и направления струи, а вектор импульса уменьшается при приобретении массы излучающим партоном. "Система покоя", используемая, например, в определении z, принимается как произвольная система для струи.

В распадах $\Upsilon \to \mathrm{ggg}$ и других первичных трехпартонных конфигурациях остается проблема, как интерпретировать расщепление энергии в переменных x_1 и x_2 в безмассовых матричных элементах для массивных трехчастичных конфигураций. Мы делаем произвольный выбор сохранения энергии для каждого партона, что означает, что относительные углы между первоначальными партонами изменяются. Массивные триплеты за пределами разрешенного фазового пространства отклоняются, и эволюция продолжается.

В заключение нужно отметить, что еще две модели ливня могут включаться как опции.

Первая – модель скалярного глюона, в которой ядро перехода q $\to$ qg заменяется на $P_{\mathrm{q}\to\mathrm{qg}}(z) = \frac{2}{3}(1-z)$. Константы связи глюона для g $\to$ gg и g $\to$ q$\overline{\mathrm{q}}$ были оставлены как свободные параметры, так как они зависят от цветовой структуры, принятой в модели. Процессы более высокого порядка типа g $\to$ ggg могут значительно изменять величину константы связи и характеристики процесса, но они сюда не включаются. Вторая модель – векторный абелевский глюон. В этой опции переходы g $\to$ gg отсутствуют, а g $\to$ q$\overline{\mathrm{q}}$ улучшены. Более точно, в ядрах расщепления, ур. (10.3), числа Казимира изменяются следующим образом: $C_F = 4/3 \to 1$, $N_C = 3 \to 0$, $T_R = n_f/2 \to 3n_f$. При использовании любой из этих опций надо осознавать, что, в принципе, также должен изменяться ряд других компонент, от вычисления α_s до концепции фрагментации в целом. Поэтому не нужно относиться к этим опциям слишком серьезно.

10.3 Ливни в начальном состоянии

Алгоритм ливня в начальном состоянии в Pythia не настолько совершенен, как для ливня в конечном состоянии. Это происходит частично потому, что излучение в начальном состоянии менее изучено теоретически, а частично потому, что задача программирования более сложна и неоднозначна. Все же, как известно, программа в состоянии дать приемлемо хорошее описание существующих данных, типа свойств рождения Z^0 в адронных столкновениях [Sjö85].

10.3.1 Структура ливня

Быстрый адрон может рассматриваться как облако квазиреальных партонов. Аналогично, быстрый лептон может рассматриваться как окруженный облаком фотонов и партонов; в программе эти два предположения находятся в равном положении, но здесь мы выбираем адрон в качестве примера. В каждый момент отдельный партон может инициировать виртуальный каскад, выполняя переход в ряд партонов. Этот каскад может описываться в терминах древовидной структуры, создавая большое количество последующих переходов $a \to bc$. Каждому переходу соответствует некоторый относительный поперечный импульс для двух дочерних частиц. На языке сохранения четырехимпульсов в каждой вершине это подразумевает, что по крайней мере один из партонов b или c должен иметь пространственноподобную виртуальность, $m^2 < 0$. Так как партоны не на массовой поверхности, каскад живет конечное время перед новым переходом, который осуществляют частицы каскада, имеющие максимальную виртуальность.

Жесткое рассеяние, например глубоконеупругое лепторождение, дает возможность исследовать адрон в данный момент времени. Пробная частица, то есть виртуальный фотон в случае лепторождения, может "чувствовать" флуктуации в состоянии адрона до масштаба Q^2 жесткого рассеяния. Таким образом, пробные частицы для различных значений Q^2 способны "чувствовать" различные партонные структуры адрона. Изменение партонной структуры с $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$ дается уравнениями эволюции

$$\frac{df_b(x,t)}{dt} = \sum_{a,c} \int \frac{dx'}{x'} f_a(x',t) \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a\to bc}\left(\frac{x}{x'}\right) . \tag{10.20}$$

$f_i(x,t)$ есть партонные структурные функции, дающие вероятность для партона i переносить долю x полного импульса, если виртуальность исследуемого адрона равна Q^2. $P_{a\to bc}(z)$ дается в ур. (10.3). Как и прежде, α_{abc} есть α_s для КХД-ливня и α_{em} – для КЭД-ливня.

Ур. (10.20) тесно связано с ур. (10.2): $d\mathcal{P}_a$ описывает вероятность перехода данного партона a (в партоны b и c), df_b отвечает партонам b от переходов партонов a. (В принципе, выражение df_b также должно содержать опущенный здесь член для партонов b, совершающих переход; этот член важен для эволюции структурной функции, но не присутствует явно в том случае, когда мы используем ур. (10.20).) Абсолютная зависимость адронной структурной функции не может быть предсказана в перенормируемой КХД, а должна быть параметризована, начиная с некоторого значения Q_0, с Q^2-зависимостью, определяемой ур. (10.20). Доступные параметризации обсуждаются в разделе 7.1. Лептонные и фотонные структурные функции могут быть получены точно, но для простоты обрабатываются программой одинаковым образом со структурными функциями адронов.

Если жесткое взаимодействие есть рассеяние партона не из входящего адрона, то "когерентность" каскада разрушается [Gri83]: партоны не могут больше выступать как инициаторы ливней. В этом полуклассическом описании партоны на "главной" ветви последовательных переходов, которые ведут прямо от партона-инициатора к рассеянному партону, не могут снова инициировать каскад, при том, что флуктуации на "боковых" ветвях этой цепочки могут исчезать. Удобное описание получается при задании пространственноподобной виртуальности для партонов на главной ветви, так что партоны на побочных ветвях могут находиться на массовой поверхности. Так как переданный импульс жесткого процесса может поместить рассеянный партон на массовую поверхность (или даже дать ему времениподобную виртуальность, так что станет возможной инициализация ливня в конечном состоянии), то гарантируется, что никакие партоны не имеют пространственноподобной виртуальности в конечном состоянии. (В реальной ситуации эффекты конфайнмента, очевидно, приводят к тому, что партоны должны быть не совсем на массовой поверхности.) Если никакое жесткое рассеяние не имело места, пространственноподобная виртуальность партона приводит к тому, что каскад будет развиваться дальше. Так как виртуальность исследуемого каскада несет одиночный партон, можно положить пространственноподобную виртуальность этого партона равной масштабу Q^2 каскада, как это делается, например, в уравнениях эволюции. Далее, требование когерентности дает гарантию [Gri83, Bas83], что значения Q^2 для партонов главной цепочки строго упорядочиваются, и наибольшее значение Q^2 близко к порогу жесткого рассеяния.

В последнее время были изучены дальнейшие эффекты когерентности [Cia87], с частными приложениями, касающимися структуры партонных ливней при малых x. Ни один из этих дополнительных эффектов не включен в текущий алгоритм, за исключением некоторых достаточно примитивных опций, которые не снимают полностью проблему.

Вместо рассмотрения древовидной структуры, где все ветви обрабатываются на равных основаниях, "демократическим образом", каскад редуцируется до одной последовательности переходов $a \to bc$, где партоны a и b находятся на главной ветви с пространственноподобной виртуальностью, $m^2_{a,b} < 0$, в то время как партоны c находятся на массовой поверхности и не совершают переходов. (Позже мы будем включать возможность того, что партоны c могут иметь положительные виртуальности, $m^2_c > 0$, что приведет к появлению времениподобного партонного ливня "в конечном состоянии" на побочных ветвях.) Такое усечение каскада возможно только тогда, когда известно, какой партон фактически участвовал в жестком рассеянии: изо всех возможных каскадов, виртуально существующих для входящего адрона, жесткое рассеяние будет выбирать именно этот.

Чтобы получить, например, правильную Q^2-эволюцию структурной функции, существенно необходимо, чтобы все ветви каскада обрабатывались демократически. В монтекарловском моделировании пространственноподобных ливней это – главная проблема. Если эволюция полного каскада на самом деле должна происходить от некоторого малого

Q_0^2 до величины Q^2, соответствующей жесткому рассеянию, нет никакой возможности в то же самое время точно задать кинематику, так как виртуальность различных партонов не может быть определена до выбора значения, отвечающего жесткому рассеянию. Поэтому такая схема "эволюции вперед" требует ряда дополнительных рабочих трюков. Далее, при таком подходе не известно, например, значение $\hat{s}$ подсистемы жесткого рассеяния до тех пор, пока не выполнена эволюция, что означает, что эволюция в начальном состоянии и жесткое рассеяние должны выбираться совместно, а это не такая уж тривиальная задача.

Вместо этого мы используем подход "обратной эволюции" [Sjö85], в котором сначала выбирается момент времени, отвечающий жесткому рассеянию, а затем восстанавливается партонный ливень, который этому предшествовал. Эта реконструкция начинается с момента жесткого взаимодействия при масштабе Q_{max}^2, и потом шаг за шагом перемещается "назад по времени" к меньшим Q^2, до инициатора партонного ливня и нижнего предела Q_0^2. Эта процедура возможна, если при выборе момента жесткого рассеяния используются эволюционные структурные функции, так как $f_i(x, Q^2)$ включают в себя суммирование по всем "предысториям" для партонного ливня в начальном состоянии, которые могут в конце привести к взаимодействию партона i на уровне жесткого рассеяния. Так что остается только выбрать нужный процесс из данного набора.

10.3.2 Продольная эволюция

Уравнения эволюции, ур. (10.20), выражают тот факт, что в течение малого положительного интервала времени dt имеется вероятность для партона a с долей импульса x' совершить переход в партон b с $x = zx'$ и в другой партон c с $x' - x = (1-z)x'$. Соответственно, при обратной эволюции в течение отрицательного промежутка dt партон b может "вернуться обратно" в партон a. Относительная вероятность $d\mathcal{P}_b$ такого события дается отношением df_b/f_b. Используя ур. (10.20), получаем

$$d\mathcal{P}_b = \frac{df_b(x,t)}{f_b(x,t)} = |dt| \sum_{a,c} \int \frac{dx'}{x'} \frac{f_a(x',t)}{f_b(x,t)} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a\to bc}\left(\frac{x}{x'}\right) \ . \tag{10.21}$$

Суммируя эффект, накопленный от многих малых приращений dt, получаем экспоненциальную вероятность для отсутствия излучения (перехода). Следовательно, можно определить формфактор

$$\begin{aligned} S_b(x, t_{max}, t) &= \exp\left\{-\int_t^{t_{max}} dt' \sum_{a,c} \int \frac{dx'}{x'} \frac{f_a(x',t')}{f_b(x,t')} \frac{\alpha_{abc}(t')}{2\pi} P_{a\to bc}\left(\frac{x}{x'}\right)\right\} \\ &= \exp\left\{-\int_t^{t_{max}} dt' \sum_{a,c} \int dz \frac{\alpha_{abc}(t')}{2\pi} P_{a\to bc}(z) \frac{x' f_a(x',t')}{x f_b(x,t')}\right\} \ , \end{aligned} \tag{10.22}$$

дающий вероятность того, что партон b остается со значением x от t_{max} до $t < t_{max}$.

Полезно сравнить это с соответствующим выражением для прямой эволюции, то есть с $S_a(t)$ в ур. (10.5). Наиболее очевидное различие – появление структурных функций в S_b. Структурные функции отсутствуют в S_a: вероятность для данного партона a совершить переход не зависит от плотности партонов a или b. Структурные функции в S_b, с другой стороны, выражают тот факт, что вероятность для партона b приходить из перехода партона a пропорциональна числу партонов a, находящихся в адроне, и обратно пропорциональна числу партонов b. Таким образом, присутствие f_a в показателе S_b гарантирует правильный учет партонного состава адрона. Например, если при жестком рассеянии выбирается глюон, который эволюционирует "назад", более вероятно, что этот глюон был испущен u, чем d, если входящий адрон есть протон. Аналогично, если при жестком рассеянии выбирается тяжелый аромат, знаменатель f_b будет исчезать при значении порога рождения тяжелого аромата, что означает, что подынтегральное выражение расходится и само S_b исчезает, так что никакого тяжелого аромата не остается ниже порога.

Другое различие между S_b и S_a есть то, что ядро расщепления $P_{g\to gg}(z)$ появляется с нормировкой $2N_C$ в S_b и с N_C в S_a, так как рождаются два глюона, но только один распадается при переходе.

Для восстановления партонного ливня в обратном порядке достаточно знать S_b. Для каждого перехода $a \to bc$ нужно определить три величины: значение t перехода (которое определяет пространственноподобную виртуальность Q_b^2 партона b), аромат партона a и переменную расщепления z. Эта информация может быть получена следующим образом:

1. Если партон b принимал участие в жестком рассеянии или совершил переход в другие партоны при значении t_{max}, вероятность того, что b был рожден при переходе $a \to bc$, отвечающему меньшему t, есть

$$\frac{d\mathcal{P}_b}{dt} = -\frac{dS_b(x, t_{max}, t)}{dt} = \left(\sum_{a,c} \int dz \, \frac{\alpha_{abc}(t')}{2\pi} \, P_{a\to bc}(z) \, \frac{x' f_a(x', t')}{x f_b(x, t')}\right) S_b(x, t_{max}, t) \; . \quad (10.23)$$

   Если никакого перехода не было обнаружено выше предельного минимального значения t_0, итерации прекращаются, и партон b принимается безмассовым.

2. Для данного момента t относительные вероятности для различных разрешенных переходов $a \to bc$ даются интегралами по z выше, то есть

$$\int dz \, \frac{\alpha_{abc}(t)}{2\pi} \, P_{a\to bc}(z) \, \frac{x' f_a(x', t)}{x f_b(x, t)} \; . \quad (10.24)$$

3. Наконец, с известными t и a, распределение вероятности по переменной расщепления $z = x/x' = x_b/x_a$ дается подынтегральным выражением в ур. (10.24).

Кроме того, распределение по азимутальному углу φ для перехода выбирается изотропным, то есть никакие эффекты спина или когерентности не включаются.

После выбора t, a и z задача принимает стандартный вид и может быть выполнена с помощью алгоритма вето. При этом используются верхние и нижние пределы значений структурных функций для нахождения простых функций, которые являются всюду большими подынтегральных выражений в ур. (10.24). Основываясь на этих простых выражениях, можно провести интегрирование по z и выбрать значения t, a и z. Этот набор тогда принимается с весом, заданным отношением правильного подынтегрального выражения в ур. (10.24) к простому используемому приближению. Так как структурные функции, как правило, не имеют простой аналитической формы, необходимо совершить некий трюк, чтобы найти приемлемо хорошие пределы структурных функций. Необходимо также использовать различные предположения для валентных и морских кварков и соблюдать особую осторожность вблизи порогов рождения ароматов ([Sjö85]). Электронная структурная функция ведет себя по-другому, нежели структурные функции адронов, и должна рассматриваться отдельно.

Замечание относительно излучения мягких глюонов. Номинально диапазон интеграла по z в S_b есть $x \leq z \leq 1$. Нижний предел соответствует $x' = x/z = 1$, при котором структурные функции зануляются, так что здесь не возникает никаких проблем. На верхнем пределе $z = 1$ выражения для ядер расщепления $P_{\mathrm{q}\to\mathrm{qg}}(z)$ и $P_{\mathrm{g}\to\mathrm{gg}}$ расходятся. Это особенность мягких глюонов: энергия, переносимая испускаемым глюоном, уменьшается до нуля, $x_{\mathrm{g}} = x' - x = (1-z)x' = x/z(1-z) \to 0$ для $z \to 1$. Чтобы вычислить интеграл по z в S_b, подставляется верхний предел $z_{max} = x/(x + x_\epsilon)$, то есть включаются только переходы с $z \leq z_{max}$ для S_b. Здесь x_ϵ – малое число, обычно выбираемое так, чтобы энергия глюона $x_g\sqrt{s}/2 \geq x_\epsilon\sqrt{s}/2 = 2$ ГэВ. Среднее значение энергии, уносимой глюонами в диапазоне $x_g < x_\epsilon$, при данных значениях t от t_a до t_b, может быть вычислено [Sjö85]. Наконец, значение z может быть выбрано таким образом: $z = z_{hard}\langle z_{soft}(t_a, t_b)\rangle$, где z_{hard} – первоначально выбранное значение z, а z_{soft} – коэффициент поправки на излучение мягких глюонов.

Для КЭД-ливней малость α_{em} означает, что можно использовать меньшие предельные значения без возникновения усиленного излучения. Поэтому используется фиксированное малое предельное значение $x_\gamma > 10^{-6}$ для исключения области очень мягких фотонов. Как уже обсуждалось в разделе 7.1.3, электронная структурная функция отключается при $x_e < 1 - 10^{-6}$, по причинам, связанным с численным счетом, так что два ограничения близко подходят друг к другу.

Предельный масштаб Q_0 может выбираться отдельно для КХД- и КЭД-ливней, также, как в случае излучения в конечном состоянии. Значения по умолчанию – 1 ГэВ и 0.001 ГэВ соответственно. Первое значение есть типичное значение массы адрона, ниже которого излучение не ожидается в принципе; второе имеет порядок массы электрона.

Обычно КЭД- и КХД-ливни не смешиваются. Наиболее известные исключения – структурное фоторождение (в ep) и структурные 2γ-события (в e^+e^-), то есть ливневые предыстории типа $\mathrm{e} \to \gamma \to \mathrm{q}$. Значения Q^2 не должны упорядочиваться при взаимодействиях, то есть последний $\mathrm{e} \to \mathrm{e}\gamma$ переход вполне может иметь большее значение Q^2, чем первый $\mathrm{q} \to \mathrm{qg}$, и переход $\gamma \to \mathrm{q}$ не имеет строгой интерпретации партонного ливня в модели векторной доминантности для фотонной структурной функции. Эти проблемы в настоящее время полностью не решены. Более того, на основании x, выбранного для партона (кварка или глюона) при жестком рассеянии, выбирается x_γ, один раз и навсегда в диапазоне $x < x_\gamma < 1$, в соответствии с распределением, данным в ур. (7.5). Партонный КХД-ливень тогда прослеживается назад от момента жесткого рассеяния к инициатору ливня при t_0. Не делается никаких попыток воспроизвести полный КХД-ливень, но используется обработка пучкового остатка (см. раздел 11.1) для нахождения $\overline{\mathrm{q}}$ (или g) остатка, который соответствует q (или g) инициатору КХД-ливня, с электроном, рассматриваемым отдельно, как второй пучковый остаток.

10.3.3 Поперечная эволюция

Выше мы видели, что можно определить цепочки переходов партонов от момента жесткого рассеяния до момента времени, которому отвечает волновая функция начального входящего адрона при малом Q^2. Также можно определить все ароматы партонов i, виртуальности Q^2 и доли энергии x. Однако точная кинематическая интерпретация переменной x не единственна. Для партонов с малыми виртуальностями и поперечными импульсами все описания фактически совпадают, но различия могут появляться для переходов вблизи момента жесткого рассеяния.

В КЭД первого порядка [Ber85] и некоторых простых КХД-моделях [Got86] можно показать, что "корректный" выбор есть "$\hat{s}$-подход". При этом требуется, чтобы $\hat{s} = x_2 x_1 s$ в момент жесткого рассеяния и любой другой момент, то есть $\hat{s}(Q^2) = x_1(Q^2)\, x_2(Q^2)\, s$, где x_1 и x_2 – значения x двух структурных партонов (от каждой из входящих пучковых частиц) при данном Q^2. Практически это означает, что при переходе с переменной расщепления z результирующее значение $\hat{s}$ должно увеличиваться на коэффициент $1/z$ при обратной эволюции. Это также означает, что переходы на двух входящих ветвях должны чередоваться в одной монотонной последовательности значений Q^2 для переходов.

Для реконструкции полной кинематики в этом подходе нужно начинать с момента жесткого рассеяния, для которого $\hat{s}$ выбирается в соответствии с матричным элементом жесткого рассеяния. При обратной эволюции восстанавливаются $Q_1^2 = -m_1^2$ и $Q_2^2 = -m_2^2$ двух взаимодействующих партонов. Первоначально два партона рассматриваются в их общей системе ЦМ, как приходящие с направлений $\pm z$. Тогда векторы четырехимпульсов имеют ненулевые компоненты

$$E_{1,2} = \frac{\hat{s} \pm (Q_2^2 - Q_1^2)}{2\sqrt{\hat{s}}} \,,$$
$$p_{z1} = -p_{z2} = \sqrt{\frac{(\hat{s} + Q_1^2 Q_2^2)^2 - 4Q_2^2 Q_1^2}{4\hat{s}}} \,, \tag{10.25}$$

с $(p_1 + p_2)^2 = \hat{s}$.

Если, скажем, $Q_1^2 > Q_2^2$, то переход $3 \to 1 + 4$ партона 1 является самым близким к моменту жесткого рассеяния и восстанавливается первым. Четырехимпульс p_3 известен, $p_4 = p_3 - p_1$ автоматически известен, так как имеются четыре степени свободы. Такая формулировка соответствует тривиальному определению азимутального угла вокруг оси z. Переменная расщепления z для $3 \to 1 + 4$ вершины находится в то же самое время, что и Q_1^2, и обеспечивает ограничение $(p_3 + p_2)^2 = \hat{s}/z$. Виртуальность Q_3^2 дается обратной эволюцией партона 3.

Остается определить одну степень свободы, которая связывается с возможностью для партона 4 инициировать времениподобный партонный ливень, то есть с возможностью иметь отличную от нуля массу. Максимальное разрешенное значение квадрата массы $m^2_{max,4}$ соответствует коллинеарному переходу $3 \to 1 + 4$. Используя выражения

$$\begin{aligned} s_1 &= \hat{s} + Q_2^2 + Q_1^2 \,, \\ s_3 &= \frac{\hat{s}}{z} + Q_2^2 + Q_3^2 \,, \\ r_1 &= \sqrt{s_1^2 - 4Q_1^2 Q_2^2} \,, \\ r_3 &= \sqrt{s_3^2 - 4Q_3^2 Q_2^2} \,, \end{aligned} \tag{10.26}$$

получаем

$$m^2_{max,4} = \frac{s_1 s_3 - r_1 r_3}{2Q_2^2} - Q_1^2 - Q_3^2 \,, \tag{10.27}$$

которое в специальном случае $Q_2^2 = 0$ редуцируется до

$$m^2_{max,4} = \left\{ \frac{Q_1^2}{z} - Q_3^2 \right\} \left\{ \frac{\hat{s}}{\hat{s} + Q_1^2} - \frac{\hat{s}}{\hat{s}/z + Q_3^2} \right\} \,. \tag{10.28}$$

Эти ограничения на m_4 чисто кинематические, кроме этого, когерентные эффекты также могут накладывать дальнейшие ограничения на величину $m_{max,4}$. Существуют некоторые опции такого типа; по умолчанию, дополнительно необходимо потребовать, чтобы $m_4^2 \leq Q_1^2$, то есть была меньше пространственноподобной виртуальности сестринского партона.

При данной максимальной виртуальности механизм ливнеобразования в конечном состоянии может использоваться для развития последующего каскада, включая фактическое значение массы m_4^2, $0 \leq m_4^2 \leq m^2_{max,4}$. Эволюция выполняется в системе ЦМ двух "структурных" партонов, то есть партонов 1 и 2 в переходе $3 \to 1 + 4$, и партон 4 принимается имеющим номинальную энергию $E_{nom,4} = (1/z - 1)\sqrt{\hat{s}}/2$. (Если партон 4 имеет ненулевую массу m_{q} или m_ℓ, возникают несущественные изменения.)

Используя соотношение $m_4^2 = (p_3 - p_1)^2$, можем теперь найти импульс партона 3

$$\begin{aligned} E_3 &= \frac{1}{2\sqrt{\hat{s}}} \left\{ \frac{\hat{s}}{z} + Q_2^2 - Q_1^2 - m_4^2 \right\} \ , \\ p_{z3} &= \frac{1}{2p_{z1}} \left\{ s_3 - 2E_3E_2 \right\} \ , \\ p_{\perp,3}^2 &= \left\{ m_{max,4}^2 - m_4^2 \right\} \frac{(s_1 s_3 + r_1 r_3)/2 - Q_2^2(Q_1^2 + Q_3^2 + m_4^2)}{r_1^2} \ . \end{aligned} \qquad (10.29)$$

Требование, чтобы $m_4^2 \geq 0$ (или $\geq m_f^2$ для тяжелых ароматов), налагает ограничение на разрешенные значения z. Это ограничение не может включаться в выбор Q_1^2, как это было бы логично сделать, так как оно зависит также от Q_2^2 и Q_3^2, которые неизвестны в этот момент. Довольно редко (порядка 10% от всех событий) генерируется неразрешенное значение z, и почти всегда это случается для одного из двух ближайших к моменту жесткого взаимодействия переходов: для $Q_2^2 = 0$ ур. (10.28) имеет решение для $z \leq \hat{s}/(\hat{s} + Q_1^2 - Q_3^2)$, что дает более серьезное ограничение на малые $\hat{s}$ и большие Q_1^2. Следовательно, единственным свободным от искажений способом представления каскада является полная переделка заново любого каскада в начальном состоянии, для которого возникает такая проблема.

Для завершения реконструкции $3 \to 1+4$ вершины подсистема, состоящая из партонов 3 и 2, смещается в систему покоя и вращается для придачи партонам 3 и 2 направления вдоль направлений $\pm z$. Партоны 1 и 4 теперь летят в противоположных направлениях и их поперечные (относительно оси события) импульсы компенсируются. Когда рассматривается следующая вершина, при рождении партона 3 или 2 подсистема 3 - 2 будет выполнять функцию системы 1 - 2 выше, например, роль $\hat{s} = \hat{s}_{12}$ в формулах выше теперь играет $\hat{s}_{32} = \hat{s}_{12}/z$. Внутренняя структура системы 3 - 2, то есть переход $3 \to 1 + 4$, не появляется нигде в процессе выполнения, т.е. система становится "бесструктурной". Это отражается только в последовательных вращениях и смещениях, возвращающих новые конечные точки в их общую систему покоя. Таким образом, подсистема жесткого рассеяния 1 - 2 имеет поперечный импульс и общее вращение подсистемы как целого.

После ряда шагов два самых последних партона имеют виртуальности $Q^2 < Q_0^2$, и процесс ливнеобразования завершается, конечным точкам присваиваются значения $Q^2 = 0$. С точностью до малых поправок из-за ненулевых первоначальных значений $k_\perp$, обсуждаемых в разделе 11.1, последнее смещение будет переносить партоны из системы их ЦМ в общую систему ЦМ, где значения x для самых последних партонов также согласуются с определением на световом конусе.

10.3.4 Другие аспекты ливня в начальном состоянии

В формулах выше Q^2 использовался как параметр для α_s, а не только как пространственноподобная виртуальность партонов. Это только одна возможность, и, фактически, вычисление петлевых поправок указывает на то, что соответствующий параметр для α_s не Q^2, а $p_\perp^2 = (1 - z)Q^2$ [Bas83]. Переменная $p_\perp$ имеет интерпретацию поперечного импульса, хотя это верно только для перехода $a \to bc$, с a и c – безмассовыми и $Q^2 = -m_b^2$, и с z, интерпретируемой как доля энергии и импульса на световом конусе. В программе $\alpha_s((1-z)Q^2)$ используется по умолчанию. Действительно, если подумать, полный ливень может интерпретироваться, скорее, как эволюция по $p_\perp^2$, а не по Q^2.

Как видим, использование алгоритма ливня в начальном состоянии приводит к некоторому смещению и вращению подсистемы жесткого рассеяния. Полное описание конечного состояния делается еще более сложным при добавлении излучения в конечном состоянии. В принципе, это усложнение вполне физическое, но могут возникать также нежелательные побочные эффекты. Одним из таких эффектов, обсуждаемых в разделе 9.2, является затруднение при генерации события с некоторыми специфическими кинематическими условиями, так что кинематика "смазана" и даже, иногда, неоднозначна.

Специальный случай представляет глубоконеупругое рассеяние (ГНР) в *ep*-столкновениях. При ГНР значения x и Q^2 определяются в терминах направления и энергии рассеянного электрона, и, следовательно, однозначно (кроме случая излучения фотонов в конечном состоянии близко к направлению электрона). Однако ливни ни в начальном, ни в конечном состоянии не сохраняют кинематику рассеянного электрона, следовательно, и значения x и Q^2 при ГНР изменятся. В принципе, это совершенно законно, с оговоркой, что тогда должны использоваться другие наборы структурных функций, отличающиеся от выведенных из данных по ГНР, так как они основываются на кинематике рассеянного лептона, а больше ничего не учитывают. В качестве альтернативы можно рассматривать схемы ливнеобразования, которые оставляют x и Q^2 неизменными. В схеме [Ben88] обеспечиваются детализированные изменения, что делает возможным сохранение этих значений в случае, если излучением от входящего и исходящего электрона пренебрегают, но этот механизм не включен в текущую версию Pythia.

Как опция, присутствует простой механизм, который позволяет сохранить x и Q^2 при использовании эффектов излучения КХД, и также учета первоначальных значений $k_\perp$ и результатов обработки пучкового остатка, следующим образом. После того как ливень был сгенерирован, четырехимпульс рассеянного лептона изменяется в соответствии с ожидаемым на основании номинальных значений x и Q^2. Азимутальный угол для лептона сохраняется при регулировании значения поперечного импульса. Излучение фотонов от лептонной ветви дается не полностью, то есть принимается, что энергия фотонов в конечном состоянии добавляется к энергии рассеянного электрона при определении x и Q^2 (это обычная процедура для определения структурной функции).

Изменение трехимпульса события со стороны лептона сбалансировано партонами в конечном состоянии на стороне адрона, исключая пучковый остаток, но включая все партоны ливней в начальном и в конечном состоянии. Величина сдвига трехимпульса, принимаемого каждым партоном, пропорциональна его первоначальному импульсу на световом конусе в направлении входящего лептона, то есть $E \mp p_z$ для адрона, движущегося в $\pm$ направлении. Эта процедура гарантирует сохранение импульса, но не энергии. В последнем случае необходима одна дополнительная степень свободы, которая трактуется как продольный импульс инициатора ливня в начальном состоянии. Этот импульс изменяется, а в соответствии с этим изменяется и состояние партонов в конечном состоянии со стороны адрона на те же доли значений на световом конусе, что и выше (основанные на первоначальных импульсах). Сохранение энергии требует, чтобы итоговое изменение энергии партона в конечном состоянии плюс изменение энергии лептона равнялось изменению энергии инициатора ливня. Это условие дает итерационную процедуру для нахождения значения сдвига импульса инициатора.

Иногда процедура может нарушаться. Например, может быть реконструирован инициатор с $x > 1$. Если такое случилось, значения x и Q^2 события сохраняются, но генерируются новые ливни в начальном и конечном состоянии. После пяти таких отказов событие полностью отбраковывается, и требуется новая кинематическая установка.

Пожалуйста, обратите внимание на то, что четырехимпульсы партонов промежуточного звена в хронологии ливня не регулируются. Поэтому при распечатке полной хронологии события нет нужды сохранять энергию и импульс в переходах ливня. Это несоответствие при необходимости можно установить.

Представленная выше схема не должна приниматься буквально, а, скорее, дана по контрасту с большим количеством уже присутствующих на рынке сложных схем. Ее можно использовать при проведении исследований, призванных решить вопрос, влияет ли вид выбранной схемы сохранения на наблюдаемую физику.

10.4 Подпрограммы и общие блоки переменных

В этом разделе мы собрали информацию относительно того, как использовать подпрограммы ливнеобразования в начальном и конечном состоянии. Из них наиболее интересна `LUSHOW` для излучения в конечном состоянии, так как при вызове она может давать определенные пользователем конфигурации партонных ливней. Напротив, `PYSSPA` настолько "сплетена" с общей структурой события в Pythia, что имеет малое применение в качестве автономной программы.

```
CALL LUSHOW(IP1,IP2,QMAX)
```

Назначение: генерирует времениподобный партонный ливень, стандартный или когерентный. Эффективность программы регулируется ключами `MSTJ(41) - MSTJ(49)` и параметрами `PARJ(82) - PARJ(84)`. Для сохранения строк, содержащих информацию о цветопотоке, позиции `K(I,4)` и `K(I,5)` должны быть правильно организованы для партонов ливня. Внутри подпрограмм Jetset/Pythia это выполнено автоматически, но при использовании внешних программ необходима определенная осторожность.

`IP1 > 0, IP2 = 0` : генерация времениподобных партонных ливней для партона в строке `IP1` в общем блоке `LUJETS`, с максимальной разрешенной массой `QMAX`. Если поблизости есть только один партон, то невозможно одновременно сохранить и энергию, и импульс: мы здесь выбираем сохранение энергии и направление струи, в то время как продольный импульс (по оси струи) не сохраняется.

`IP1 > 0, IP2 > 0` : генерация времениподобных партонных ливней для двух партонов в строках `IP1` и `IP2` в общем блоке `LUJETS`, с максимальной разрешенной массой для каждого партона `QMAX`. При эволюции ливня два партона смещаются в их систему ЦМ. Энергия и импульс сохраняются для пары партонов, но не для каждого по отдельности. Один из двух партонов может заменяться неизлучающей частицей типа фотона или дикварка; энергия и импульс этой частицы будут тогда изменяться таким образом, чтобы сохранялись полная энергия и импульс.

`IP1 > 0, IP2 < 0` : генерация времениподобных партонных ливней для `-IP2` (не больше 3) партонов в строках `IP1` , `IP1+1`, ...`IPI-IP2-1` в общем блоке `LUJETS`, с максимальной разрешенной массой для каждого партона `QMAX`. Действия для `IP2=-1` и `IP2=-2` соответствуют всему, что описывалось выше, но дополнительно может использоваться `IP2=-3` для генерации эволюции, начинающейся с трех заданных партонов (например, для $\Upsilon \to ggg$). Тогда три партона смещаются в систему их ЦМ, энергия сохраняется для каждого партона по отдельности, а импульс – для системы как целого.

`QMAX` : максимальная разрешенная масса партона-инициатора ливня, то есть начальное значение для последующей эволюции. (Кроме того, масса одиночного партона не может превышать значения энергии и масса партона, принадлежащего данной системе, не может превышать инвариантную массу системы.)

`SUBROUTINE PYSSPA(IPU1,IPU2)` : генерирует пространственноподобные ливни в начальном состоянии.

```
COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
```

Назначение: обеспечивает доступ к ряду кодов состояний и параметров, которые регулируют эффективность работы Jetset. Большинство параметров описывается в разделе 14.4; здесь представлены только связанные с `LUSHOW`.

`MSTJ(41)` : (D=1) тип переходов, разрешенных в ливне.
- `= 0` : не разрешены никакие переходы вообще, то есть ливень выключается.
- `= 1` : КХД-переходы для кварков и глюонов.
- `= 2` : также включено излучение фотонов от кварков и лептонов; фотоны считаются находящимися на массовой поверхности.

`MSTJ(42)` : (D=2) режим перехода для времениподобных ливней.
- `= 1` : стандартный переход, то есть без углового упорядочения.
- `= 2` : когерентный переход, то есть с угловым упорядочением.

`MSTJ(43)` : (D=4) выбор описания z в переходе.
- `= 1` : доля энергии в "родительской" системе покоя ("локальное ограниченное" описание).
- `= 2` : доля энергии в системе покоя родительской частицы для безмассовых дочерних частиц, с энергией и импульсом, пересчитанными для массивных ("локальное неограниченное" описание).
- `= 3` : доля энергии в системе ЦМ ливнеобразующих партонов ("глобальное ограниченное" описание).
- `= 4` : доля энергии в системе ЦМ ливнеобразующих партонов для безмассовых дочерних частиц, с энергией и импульсом, пересчитанным для массивных ("глобальное неограниченное" описание).

`MSTJ(44)` : (D=2) выбор масштаба α_s для ливня.
- `= 0` : фиксированное в `PARU(111)` значение.
- `= 1` : вычисляется для $Q^2 = m^2/4$, m есть масса распадающегося партона, Λ определено в `PARJ(81)` (естественный выбор для стандартных ливней).
- `= 2` : вычисляется для $Q^2 = z(1-z)m^2$, то есть, грубо, $p_\perp^2$ перехода, Λ определено в `PARJ(81)` (естественный выбор для когерентных ливней).

`MSTJ(45)` : (D=5) максимальный аромат, который может рождаться в ливне $\mathrm{g} \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$; также используется для определения максимального числа активных ароматов в α_s в партонном ливне (здесь минимальное число ароматов – 3).

`MSTJ(46)` : (D=0) возможность включения азимутально-неоднородных распределений для переходов в ливне.
- `= 0` : распределения по азимутальному углу выбираются изотропными.
- `= 1` : распределение по азимутальному углу выбирается неизотропным в распаде глюона, что обусловлено зависящей от кинематики эффективной поляризацией глюона. Не работает для скалярной модели, соответствующей случаю `=0`.
- `= 2` : распределение по азимутальному углу выбирается неизотропным в распаде глюона, что обусловлено интерференцией с ближайшим соседом (по цвету). Не работает для абелевского глюона.
- `= 3` : распределение по азимутальному углу выбирается неизотропным в распа-

де глюона, что обусловлено поляризацией (=1) и интерференцией (=2). Не работает для абелевского глюона, как в =1. Не работает для скалярной модели, как в =2.

MSTJ(47) : (D=1) поправки к 3-партонному матричному элементу низшего порядка процессов $\mathrm{q\overline{q}g}$, $\mathrm{q\overline{q}}\gamma$, $\ell^+\ell^-\gamma$ или $\ell\nu_\ell\gamma$ для первого перехода любого начального партона в ливне.

= 0 : нет никаких поправок.

= 1 : поправки включаются всякий раз, когда рассеянные партоны есть $\mathrm{q\overline{q}}$, $\ell^+\ell^-$ или $\ell\nu_\ell$.

= 2 : поправки включаются всегда, когда ливень начинается с двух партонов.

MSTJ(48) : (D=0) возможность задания максимального угла для первого перехода в ливне.

= 0 : нет никакого выделенного максимального угла.

= 1 : максимальный угол дан в PARJ(85) для одиночного партона-инициатора и в PARJ(85) и PARJ(86) – для пары партонов.

MSTJ(49) : (D=0) возможность изменения вероятностей переходов в соответствии с некоторыми альтернативными моделями (обратите внимание, что эволюция по Q^2 для α_s вполне может быть различной для этих моделей, но в распоряжении пользователя находится только опция MSTJ(44)).

= 0 : стандартные КХД-переходы.

= 1 : переходы в соответствии с теорией скалярного глюона, то есть в ядрах расщепления в уравнениях эволюции опущен общий множитель $\alpha_s/(2\pi)$, $P_{\mathrm{q}\to\mathrm{qg}} = (2/3)(1-z)$, $P_{\mathrm{g}\to\mathrm{gg}}$ =PARJ(87), $P_{\mathrm{g}\to\mathrm{q\overline{q}}}$ =PARJ(88) (для каждого отдельного аромата). Константы взаимодействия для глюона были оставлены как свободные параметры, так как они зависят от принятой цветовой структуры. Обратите внимание на то, что так как объект со спином 0 распадается изотропно, ядра расщепления глюона не содержат никакой z-зависимости.

= 2 : переходы в соответствии с теорией абелевского векторного глюона, то есть цветовые коэффициенты изменяются (по сравнению с КХД) следующим образом: $C_F = 4/3 \to 1$, $N_C = 3 \to 0$, $T_R = 1/2 \to 3$. Обратите внимание на то, что, как ожидается, абелевская модель не содержит никаких эффектов когерентности между глюонами, так что обычно нужно использовать MSTJ(42)=1 и MSTJ(46)= 0 или 1. Также ожидается, что α_s будет расти с увеличением масштаба Q^2, а не уменьшаться. Никакой такой опции для α_s не предусмотрено; самая близкая по смыслу опция – MSTJ(44)=0, то есть фиксированное значение.

PARJ(81) : (D=0.40 ГэВ) значение Λ, используемое при вычислении α_s для партонных ливней (см. MSTJ(44)).

PARJ(82) : (D=1.0 ГэВ) предел значений инвариантной массы m_{min} в партонных ливнях, ниже которого партоны не излучаются. Для $Q^2 = p_\perp^2$ (MSTJ(44)=2) PARJ(82)/2 дополнительно дает минимальный поперечный импульс $p_\perp$ перехода. Во избежание получения бесконечных значений α_s необходимо всегда иметь PARJ(82)$>$ 2$\times$PARJ(81) для MSTJ(44)$\geq$ 1 (это автоматически проверяется в программе, и 2.2$\times$PARJ(81) принимается как самое низкое достижимое значение).

PARJ(83) : (D=1.0 ГэВ) предел значений инвариантной массы m_{min}, используемый для излучения фотонов в партонных ливнях. Функция PARJ(83) близка к функции, выполняемой `PARJ(82)` для КХД-переходов, но здесь a priori нет никакого требования насчет того, чтобы эти два значения совпадали.

`PARJ(85)`, `PARJ(86)` : (D=10.,10.) максимальные значения углов раскрытия, разрешенные для первого перехода в партонном ливне; см. `MSTJ(48)`.

`PARJ(87)` : (D=0.) константа взаимодействия g $\to$ gg в модели ливня от скалярного глюона, см. `MSTJ(49)=1`.

`PARJ(88)` : (D=0.) константа взаимодействия g $\to$ q$\overline{\mathrm{q}}$ в модели ливня от скалярного глюона (для конечных кварковых состояний), см. `MSTJ(49)=1`.

`COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)`

Назначение: обеспечивает доступ к кодам состояний и параметрам, которые регулируют эффективность работы Pythia. Большинство параметров описываются в разделе 9.3; здесь приводятся только связанные с `PYSSPA` и `LUSHOW`.

`MSTP(22)` : (D=0) специальная отмена обычного Q^2-описания, используемого для эволюции партонного ливня. Эта опция влияет только на процессы 10 и 83 (глубоконеупругое рассеяние) и только на лептон-адронные события.

= 0 : используется описание, данное в `MSTP(32)`.
= 1 : используется масштаб ГНР Q^2, то есть $-\hat{t}$.
= 2 : используется масштаб ГНР W^2, то есть $(-\hat{t})(1-x)/x$.
= 3 : используется масштаб ГНР $Q \times W$, то есть $(-\hat{t})\sqrt{(1-x)/x}$.
= 4 : используется масштаб $Q^2(1-x)\max(1,\ln(1/x))$, как задано матричными элементами первого порядка [Ing80, Alt78].

Замечание: в всех этих вариантах фактор множественности задается в `PARP(67)` и `PARP(71)`, как и обычно.

`MSTP(61)` : (D=1) главный ключ для КЭД- и КХД-излучения в начальном состоянии.

= 0 : выключено.
= 1 : включено.

`MSTP(62)` : (D=2) наложение требований когерентности при эволюции пространственноподобного партонного ливня.

= 1 : ни одного требования, то есть нет упорядочения по значениям Q^2 и углам.
= 2 : значения Q^2 в ветвях строго упорядочиваются, увеличиваясь "в направлении" жесткого взаимодействия.
= 3 : значения Q^2 и углы раскрытия испускаемых партонов (на массовой поверхности или времениподобных) строго упорядочены, увеличиваясь "в направлении" жесткого взаимодействия.

`MSTP(63)` : (D=2) структура ассоциированных времениподобных ливней, то есть ливней, инициированных излучением от входящих пространственноподобных партонов.

= 0 : не разрешены никакие ливни, то есть испущенные партоны помещаются на массовую поверхность.
= 1 : ливень может развиваться только с максимальной разрешенной времениподобной виртуальностью.
= 2 : ливень может развиваться с максимальной разрешенной времениподобной виртуальностью или с `PARP(71)`, умноженным на значение Q^2 для пространственноподобного партона, рожденного в той же самой вершине, с любым более сильным ограничением.

`MSTP(64)` : (D=2) выбор α_s и Q^2 в пространственноподобных партонных ливнях.

`= 0` : α_s берется как фиксированное значение в `PARU(111)`.

`= 1` : α_s вычисляется в первом порядке с аргументом `PARP(63)`Q^2.

`= 2` : α_s вычисляется в первом порядке с аргументом `PARP(64)`$k_\perp^2$ =`PARP(64)`$(1-z)Q^2$.

`MSTP(65)` : (D=1) обработка излучения мягких глюонов при эволюции пространственноподобного партонного ливня.

`= 0` : мягкими глюонами полностью пренебрегается.

`= 1` : излучение мягких глюонов суммируется и включается вместе с жестким излучением как эффективный сдвиг z.

`MSTP(71)` : (D=1) главный ключ для КЭД- и КХД-излучения в конечном состоянии.

`= 0` : выключено.

`= 1` : включено.

`PARP(61)` : (D=0.25 ГэВ) значение Λ, используемое в пространственноподобном партонном ливне (см. `MSTP(64)`). Это значение может перезаписываться, см. `MSTP(3)`.

`PARP(62)` : (D=1. ГэВ) эффективный предел значений Q или $k_\perp$ (см. `MSTP(64)`), ниже которого не разрешена эволюция пространственноподобных партонных ливней.

`PARP(63)` : (D=0.25) на этот коэффициент при эволюции пространственноподобного ливня умножается виртуальность Q^2 партона; применяется как масштаб в α_s и структурных функциях для `MSTP(64)=1`.

`PARP(64)` : (D=1.) на этот коэффициент при эволюции пространственноподобного партонного ливня умножается используемый как масштаб эволюции квадрат поперечного импульса $k_\perp^2$; применяется как масштаб в α_s и в структурных функциях для `MSTP(64)=2`.

`PARP(65)` : (D=2. ГэВ) эффективная минимальная энергия (в системе ЦМ) времениподобного партона или партона, находящегося на массовой поверхности, испущенного в пространственноподобном ливне; см. также `PARP(66)`.

`PARP(66)` : (D=0.001) эффективный более низкий предел на $1-z$ в пространственноподобных ливнях, дополнительно к ограничению, подразумеваемому в `PARP(65)`.

`PARP(67)` : (D=4.) на этот коэффициент умножается масштаб Q^2 жесткого рассеяния (см. `MSTP(32)`) для определения максимальной разрешенной виртуальности пространственноподобных ливней. Не применяется к s-канальным резонансам, где максимальная виртуальность определяется значением m^2.

`PARP(68)` : (D=1E-3) нижний предел значений Q для пространственноподобных ливней КЭД.

`PARP(71)` : (D=4.) на этот коэффициент умножается масштаб Q^2 жесткого рассеяния (см. `MSTP(32)`) для определения максимальной разрешенной виртуальности времениподобных ливней. Не применяется к s-канальным резонансам, где максимальная виртуальность определяется значением m^2.

Глава 11

Пучковые остатки и исходные события

Каждая входящая пучковая частица может давать пучковый остаток, который не участвует в излучении в начальном состоянии или в процессе жесткого рассеяния. Если не указано обратное, остатки необходимо реконструировать и соединить с остальными событиями. В адрон-адронном столкновении наличие структуры у двух входящих пучковых частиц приводит к дополнительной возможности для нескольких партонов пары адронов независимо участвовать в жестком или полужестком рассеянии, т.е. к "многократным взаимодействиям". Это может давать весьма значительный вклад в структуру "исходного события", а следовательно, и в полную множественность. И наконец, при высокой светимости ускорителя существует возможность нескольких столкновений между различными пучковыми частицами для одного пересечения пучков, то есть наложение событий. Все три указанных аспекта влияют на окончательную картину процесса столкновения частиц и описываются по очереди, с акцентом на втором, т.е. на многократных взаимодействиях в пределах одного адрон-адронного столкновения.

Основная ссылка на модели многократных взаимодействий – [Sjö87a]

11.1 Пучковые остатки

С помощью алгоритма излучения в начальном состоянии можно реконструировать одну частицу-инициатор ливня в каждом пучке. (Если излучение в начальном состоянии не включено, то инициатор есть входящий партон в жестком взаимодействии.) Вместе две частицы-инициатора обрисовывают подсистему взаимодействия, которая содержит все партоны, участвующие в ливнях в начальном состоянии, в жестком взаимодействии и в ливнях в конечном состоянии. Остальные частицы дают два пучковых остатка, которые в первом приближении учитываются в неизмененном виде, т.е. не затрагиваются процессом жесткого взаимодействия. (Проблема дополнительных взаимодействий обсуждается в следующем разделе.)

Описание структуры пучкового остатка содержит небольшое количество компонент. Вначале, задав состав ароматов (бесцветной) пучковой частицы и аромат и цвет партона-инициатора, можно реконструировать аромат и цвет пучкового остатка. Иногда остаток может представляться в виде только одного партона или дикварка, но часто он должен быть подразделен на два различных объекта. В последнем случае необходимо распределить энергию и импульс остатка между этими двумя объектами. Из-за ферми-движения внутри пучкового адрона партон-инициатор может иметь "первоначальный" поперечный импульс $k_\perp$, который должен компенсироваться соответствующим значением импульса для пучкового остатка. Если остаток разделен на два партона, также может иметься относительный поперечный импульс. Наконец, полная энергия и импульс должны сохраняться. В первом приближении это гарантируется в пределах каждого остатка по отдельности, но в конце необходима некоторая общая корректировка для компенсации первоначального $k_\perp$ и произвольной эффективной массы пучкового остатка.

Рассмотрим вначале протон (или, с тривиальными изменениями, любой другой барион или антибарион).

- Если партон-инициатор есть u- или d-кварк, он считается валентным кварком, а пучковый остаток есть дикварк, то есть ud или uu, в цветном антитриплетном состоянии. Относительные вероятности для различных значений спина дикварка даются в пределе нерелятивистской **SU(6)**-модели, то есть прямого произведения группы ароматов **SU(3)** на спиновую группу **SU(2)**. Таким образом, ud состоит из 3/4 ud_0 и 1/4 ud_1, а uu – всегда только из uu_1.
- инициатор-глюон дает для пучкового остатка состояние цветного октета uud, которое подразделяется в цветной кварковый триплет и цветной дикварковый антитриплет. **SU(6)** дает соответствующие коэффициенты подразделения: 1/2 – для $\mathrm{u} + \mathrm{ud}_0$, 1/6 – для $\mathrm{u} + \mathrm{ud}_1$ и 1/3 – для $\mathrm{d} + \mathrm{uu}_1$.
- морской кварк-инициатор типа s дает в остатке $\mathrm{uud\bar{s}}$ четырехкварковое состояние. В PDG-схеме кодирования ароматов и программах фрагментации не предусмотрено такое состояние, поэтому оно подразделяется в мезон плюс дикварк, то есть дает 1/2 для $\mathrm{u\bar{s}}+\mathrm{ud}_0$, 1/6 – для $\mathrm{u\bar{s}}+\mathrm{ud}_1$ и 1/3 – для $\mathrm{d\bar{s}}+\mathrm{uu}_1$. Если определены ароматы мезона, то выбор мезонного мультиплета осуществляется как при стандартном описании фрагментации.
- Наконец, антикварк-инициатор типа $\mathrm{\bar{s}}$ дает в остатке uuds четырехкварковое состояние, которое подразделяется в барион плюс кварк. Так как в первом приближении пара $\mathrm{s\bar{s}}$ получается при переходе $\mathrm{g} \to \mathrm{s\bar{s}}$ глюона, принадлежащего цветному октету, подразделение $\mathrm{uud} + \mathrm{s}$ не разрешено, так как оно соответствует бесцветному состоянию $\mathrm{s\bar{s}}$. Следовательно, имеются следующие возможности: 1/2 для $\mathrm{ud}_0\mathrm{s}+\mathrm{u}$, 1/6 – для $\mathrm{ud}_1\mathrm{s} + \mathrm{u}$ и 1/3 – для $\mathrm{uu}_1\mathrm{s} + \mathrm{d}$. Барион формируется по одной из этих возможностей для данного состава ароматов и спина дикварка в соответствии с относительными вероятностями, используемыми при фрагментации. Имеются аргументы в пользу введения дополнительного весового множителя при расчете числа барионных состояний, доступных для данной комбинации дикварк плюс кварк, но это не было включено в программу.

Обращает на себя внимание пункт, что любой u- или d-кварк, считающийся вышедшим из зоны порядка размера протона, автоматически трактуется как валентный. Ясно, что это – нереалистичное предположение, но и не такое плохое, как могло бы показаться. В частности, не надо забывать, что сценарий пучкового остатка применяется к инициатору ливня в начальном состоянии в масштабе значений $Q_0 \approx 1$ ГэВ и для x, обычно значительно больших, чем x при жестком рассеянии. Поэтому вклад морских кварков обычно несущественен.

Для мезонного пучкового остатка действуют те же правила, но несколько упрощенные, так как тут нет дикварков или барионов, которые необходимо правильно учесть. Таким образом, валентный инициатор-кварк (антикварк) дает в пучковом остатке антикварк (кварк), глюон-инициатор дает валентные кварк и антикварк, морской кварк (антикварк) дает мезон (который содержит парный к морскому партон) плюс валентный антикварк (кварк).

Ситуация для структурного фотона еще более простая, чем для мезона, так как не нужно делать различие между валентным и морским ароматом. Таким образом, любой инициатор-кварк (антикварк) дает в остатке, соответственно, антикварк (кварк), а глюон дает кварк-антикварковую пару. Отношения вкладов различных составов кварковых ароматов в последнем случае принимаются пропорциональными e_{q}^2 для легких ароматов, то есть 2/3 для $\mathrm{u}+\overline{\mathrm{u}}$, 1/6 – для $\mathrm{d}+\overline{\mathrm{d}}$, и 1/6 – для $\mathrm{s}+\overline{\mathrm{s}}$. При необходимости также можно выбрать остаток в виде одиночного глюона.

Если нет никакого излучения в начальном состоянии, электрон (или, в более общем случае, лептон или нейтрино) не дает никакого пучкового остатка. При включении излучения ожидается, что при реконструировании инициатора ливня восстанавливается одиночный электрон, несущий полную энергию пучковой частицы. Этого не происходит в том случае, например, если ливень в начальном состоянии имеет малое предельное значение масштаба излучения, так как излучение при малых значениях Q^2 не моделируется. Далее, по чисто техническим причинам структурная функция электрона $f_{\mathrm{e}}^{\mathrm{e}}(x, Q^2)$ отключается при $x = 1 - 10^{-6}$. Это означает, что всегда при включении излучения в начальном состоянии по крайней мере доля 10^{-6} энергии пучка должна уноситься одиночным фотоном по направлению пучка для того, чтобы учесть это немоделируемое излучение. Физика здесь несколько отличается от стандартной концепции пучкового остатка, но обработка осуществляется по такому же принципу. Пучковые остатки также могут возникать при учете структурной функции электрона, но выключенном излучении в начальном состоянии. С концептуальной точки зрения, это противоречие, так как структурная функция возникает как следствие излучения в начальном состоянии, но иногда такая комбинация бывает полезной. В заключение, так как КЭД-излучение не было включено в события со структурными электронами, в этом случае также необходимо обеспечить задание программой эффективных пучковых остатков.

Задание пучкового остатка внутри электрона в любом из перечисленных выше случаев осуществляется следующим образом.

- e^--инициатор дает γ-остаток.
- γ-инициатор дает e^--остаток.
- e^+-инициатор дает $\mathrm{e}^- + \mathrm{e}^-$-остаток.
- $\mathrm{q}(\overline{\mathrm{q}})$-инициатор дает остаток $\overline{\mathrm{q}} + \mathrm{e}^-$ $(\mathrm{q} + \mathrm{e}^-)$.
- g-инициатор дает остаток $\mathrm{g} + \mathrm{e}^-$. Существуют аргументы в пользу того, что при обработке пучков фотонов (см. выше) остаток должен быть представлен в виде $\mathrm{q} + \overline{\mathrm{q}} + \mathrm{e}^-$. Однако в настоящее время программа не обеспечивает обработку трех объектов для пучкового остатка.

С помощью механизмов жесткого рассеяния и излучения в начальном состоянии инициатору ливня присваиванте некоторая доля x четырехимпульса пучковой частицы, а доля $1-x$ присваивается остатку. Если остаток состоит из двух объектов, эта энергия и импульс каким-либо образом должны быть распределены между ними. Для электрона распределение проводится из первых принципов: если, например, инициатором является q, то этот q был получен в последовательности переходов $\mathrm{e} \to \gamma \to \mathrm{q}$, где x_γ распределяется согласно свертке в ур. (7.5). Следовательно, остаток $\overline{\mathrm{q}}$ получает долю $\chi = (x_\gamma - x)/(1 - x)$ полной энергии остатка, а e – долю $1 - \chi$.

Для других пучковых остатков распределение долей энергии по переменной χ неизвестно из первых принципов и выбирается в соответствии с некоторой подходящей параметризацией. Обычно даны несколько различных опций, которые можно устанавливать отдельно для пучков барионов и мезонов и для остатков адрон + кварк и кварк + дикварк (или антикварк). В одном предельном случае имеем инвариантное правило учета, то есть энергия разделяется поровну между "валентными" партонами. Например, $\mathcal{P}(\chi) = 2\,(1-\chi)$ для доли энергии, принимаемой q в $(\mathrm{q}+\mathrm{qq})$-остатке. В другом предельном случае можно использовать неравномерное распределение типа структурной функции, где кварк принимает меньшую часть энергии, а дикварк – большую. По умолчанию, для остатка $\mathrm{q}+\mathrm{qq}$ осуществляется этот тип распределения,

$$\mathcal{P}(\chi) \propto \frac{(1-\chi)^3}{\sqrt{\chi^2 + c_{min}^2}} , \tag{11.1}$$

с $c_{min} = 2\langle m_{\mathrm{q}}\rangle/E_{cm} = (0.6\ \text{ГэВ})/E_{cm}$, обеспечивающим более низкое предельное значение. В общем, большая неравномерность в распределении энергии отвечает меньшей общей множественности при фрагментации пучкового остатка. Если не разрешены многократные взаимодействия, необходимо иметь более равномерное распределение для того, чтобы получить значение множественности, близкое к экспериментальному. При наличии неравномерного распределения имеется пространство для генерации большей полной множественности многократных взаимодействий [Sjö87a].

Для пучка фотонов с остатком $\mathrm{q}+\overline{\mathrm{q}}$ переменная χ выбирается таким образом, чтобы было соответствие мезонному остатку.

Прежде чем использовать переменную χ для распределения значений импульсов между объектами остатка, необходимо также рассмотреть проблему первоначального $k_\perp$. Каждому из партонов-инициаторов присваивается значение $k_\perp$, равное нулю для структурного электрона или фотона, распределенное по Гауссу или показательной функции для адрона, а также для кварка или глюона внутри фотона (который, в свою очередь, может находиться внутри электрона). При этом подсистема взаимодействия смещается и вращается из принятой до сих пор системы, где каждый инициатор направлен по оси $\pm z$, в систему, где инициаторы имеют первоначальные значения $k_\perp$. Снова импульс отдачи $p_\perp$ соотносится с остатком. Если остаток составной, весь импульс отдачи принимается одной из двух частиц остатка, а именно той, которая на языке некоего воображаемого расщепления является сестринским партоном инициатора. Например, для глюона-инициатора (рассматриваемого как находящийся вне пучкового протона) весь импульс отдачи получает одиночный кварк (но не дикварк), так как можно представить более ранний переход $\mathrm{q}_0 \to \mathrm{qg}$ ниже предельного масштаба ливня Q_0 с $p_{\perp \mathrm{q}_0} = 0$. Однако, кроме того, двум пучковым остаткам можно приписать относительный $p_\perp$, который при этом всегда выбирается как для $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$-пары при описании фрагментации.

Переменная χ интерпретируется как распределение энергии и импульса на световом конусе, то есть $E + p_z$ – для пучка, перемещающегося в направлении $+z$, и $E - p_z$ – для пучка в противоположном направлении. После конструирования двух поперечных масс $m_{\perp 1}$ и $m_{\perp 2}$ составного остатка полная поперечная масса может определяться как

$$m_\perp^2 = \frac{m_{\perp 1}^2}{\chi} + \frac{m_{\perp 2}^2}{1-\chi} , \tag{11.2}$$

если остаток 1 – тот, который принимает долю χ. Выбор описания на световом конусе для χ означает, что описание есть инвариант относительно продольных сдвигов, и, следовательно, не зависит от энергии пучка непосредственно. Значение χ вблизи инвариантных границ 0 или 1 приводит к неприемлемо большому значению $m_\perp$ для остатка. Поэтому проводится дополнительная проверка на предмет того, что значение $m_\perp$ остатка меньше, чем инвариантная энергия остатка в системе ЦМ, $(1-x)E_{cm}/2$. Если это не так, то выбирается новое значение χ и новый относительный поперечный импульс.

Имеется ли один партон остатка или два, поперечная масса остатка не должна равняться $1 - x$, умноженному на массу пучковой частицы, так как при этом невозможно сохранить энергию и импульс в каждом остатке по отдельности. Поэтому следует перетасовать энергию и импульс между пучковыми остатками каждой из двух входящих пучкых частиц. Это можно осуществить, выполнив (малый) продольный сдвиг системы каждого остатка. Так как имеются две степени свободы смещения, по одной на каждый остаток, и два ограничения на энергию и на продольный импульс, решение существует и может быть найдено.

При некоторых обстоятельствах один пучковый остаток может отсутствовать или иметь очень низкую энергию, а другой при этом быть более сложным. Пример такой ситуации – глубоконеупругое рассеяние в ep-столкновениях, где электрон не дает никакого остатка либо, возможно, только низкоэнергетический фотон. Тогда неясно, как сбалансировать два пучковых остатка относительно друг друга. Следовательно, если один пучковый остаток имеет энергию ниже 0.2 энергии пучкой частицы, то есть если партон-инициатор имеет $x > 0.8$, то два сдвига, необходимых для гарантированного сохранения энергии и импульса, выполняются на другом пучковом остатке и на подсистеме взаимодействия. Если же имеется остаток с совсем малой энергией, то значения энергии и импульса присваиваются непосредственно составляющим остатка, так что сохраняется соответствующая комбинация на световом конусе $E \pm p_z$, но не энергия или импульс по отдельности. Если оба пучковых остатка имеют малую энергию, но все-таки существуют, не смещается тот, который имеет более низкое значение $m_\perp/E$.

11.2 Многократные взаимодействия

В этом разделе мы представляем модель, используемую в Pythia при описании возможности для нескольких пар партонов участвовать в жестком взаимодействии при одном адрон-адронном столкновении. Такие взаимодействия могут давать вклад в полное сечение, в частности, для событий с малыми $p_\perp$. (Эта же модель может использоваться для описания γp-событий, когда фотон взаимодействует как адрон.) Из самой постановки проблемы видно, что это далеко не простая задача. Фактически, во всем процессе генерации события ни одна область не изучена так плохо, как эта. Вся концепция многократных взаимодействий, в целом весьма спорная, содержит противоречия экспериментальным выводам [AFS87].

Сценарий многократных взаимодействий, представленный в [Sjö87a], был первой детализированной моделью в этой области физики, и он до сих пор остается одним из очень небольшого количества доступных сценариев. Мы будем здесь рассматривать два хоть и связанных друг с другом, но самостоятельных сценария, одну "простую" модель и одну усложненную. Фактически, ни одна из них не является на самом деле простой, что может сделать модели непривлекательными для использования. Однако мир адронной физики **на самом деле** сложен, и если мы и ошибемся, то уж скорее всего при использовании слишком упрощенных моделей. Кроме того, опыт, полученный при работе с моделью, заключающийся как в неудачах, так и в успехах, может использоваться как руководство при развитии более детализированный модели.

Наша базовая философия будет заключаться в следующем. Полная амплитуда партон-партонных взаимодействий как функция поперечного импульса $p_\perp$ считается КХД-перенормируемой. Это, разумеется, действительно так для достаточно больших значений $p_\perp$, но мы расширим границы перенормируемости партон-партонного рассеяния в область малых значений $p_\perp$. Однако здесь необходимо ввести регуляризацию расходимости сечения для $p_\perp \to 0$, которая будет давать нам основной свободный параметр модели. Так как каждый входящий адрон – составной объект, сделанный из большого количества партонов, должна существовать возможность взаимодействия нескольких пар партонов при столкновении двух адронов. Разумным будет сделать предположение, что различные парные взаимодействия имеют место по существу независимо друг от друга, и поэтому число взаимодействий в событии дается распределением Пуассона. Это и есть стратегия "простого" сценария.

Кроме того, адроны не только составные, но также и "распространенные" объекты, что означает, что столкновения происходят как в центральной, так и в более периферийных областях. В то же время, предположение о пуассоновском характере распределения должно фиксировать отдельно каждый прицельный параметр, и распределение в ряде взаимодействий должно уширяться из-за размытия прицельных параметров. Величина уширения зависит от принятого распределения плотности материи внутри сталкивающихся адронов. В "сложном" сценарии представлены различные распределения плотности.

11.2.1 Базовое сечение

Сечение КХД для жесткого $2 \to 2$ процесса как функция масштаба $p_\perp^2$ дается

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp^2} = \sum_{i,j,k} \int dx_1 \int dx_2 \int d\hat{t}\, f_i(x_1, Q^2)\, f_j(x_2, Q^2)\, \frac{d\hat{\sigma}_{ij}^k}{d\hat{t}}\, \delta\!\left(p_\perp^2 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}}\right) , \qquad (11.3)$$

см. раздел 7.2. С этого момента мы неявно принимаем, что "жесткость" процессов дается масштабом $p_\perp$ рассеяния. Для использования этой формулы при малых значениях $p_\perp$ необходимо сделать ряд оговорок. При малых $p_\perp$ основной вклад в интеграл дают значения из области малых x, где поведение структурных функций плохо изучено теоретически (предельное редже-поведение, проблемы плотности упаковки и т.д. [Lev90]) и до сих пор не измерено. Поэтому различные наборы структурных функций могут давать различные численные результаты для интересующей нас феноменологии. Повод для волнения предоставляют также поправки высших порядков при расчете струй (K-множители), кроме той, что обусловлена партонными ливнями, – одной простой опции, которая позволяет нам оценивать α_s в процессе жесткого рассеяния при оптимизированном масштабе $\alpha_s(0.075p_\perp^2)$ [Ell86].

Сечение жесткого рассеяния выше некоторого данного $p_{\perp min}$ дается выражением

$$\sigma_{hard}(p_{\perp min}) = \int_{p_{\perp min}^2}^{s/4} \frac{d\sigma}{dp_\perp^2}\, dp_\perp^2 \ . \qquad (11.4)$$

Так как дифференциальное сечение расходится как (грубо) $dp_\perp^2/p_\perp^4$, σ_{hard} также расходится для $p_{\perp min} \to 0$. Мы можем сравнить это с полным неупругим, недифракционным сечением $\sigma_{nd}(s)$ (упругие и дифракционные события не включаются в рассмотрение в этом разделе). Для достигнутых в настоящее время энергий ускорителей $\sigma_{hard}(p_{\perp min})$ становится сравнимым с σ_{nd} при $p_{\perp min} \approx 1.5 - 2$ГэВ. Это не приводит к противоречиям: σ_{hard} дает не адрон-адронное сечение, а партон-партонное. Каждый из входящих адронов может рассматриваться как пучок партонов с возможностью нескольких партон-партонных взаимодействий при "прохождении" адронов друг через друга. На этом языке $\sigma_{hard}(p_{\perp min})/\sigma_{nd}(s)$ дает просто среднее число партон-партонных рассеяний для события со значениями выше $p_{\perp min}$, и это число вполне может быть больше единицы. Хотя введение нескольких взаимодействий на событие является естественным следствием разрешения малых значений $p_{\perp min}$ (и, следовательно, больших σ_{hard}), это не дает решения проблемы расходимости $\sigma_{hard}(p_{\perp min})$ при $p_{\perp min} \to 0$: среднее $\hat{s}$ рассеяния уменьшается медленнее с $p_{\perp min}$, чем увеличивается число взаимодействий, так что значение полной инвариантной энергии рассеянных партонов становится равным бесконечности. Поэтому существует предел, полученный при задании соответствующих многопартонных коррелированных структурных функций внутри адрона. Это не является частью стандартного перенормируемого КХД-формализма, и, следовательно, не входит в ур. (11.4). Практически кажется, что даже коррелированные структурные функции обеспечивают слишком слабое ограничение, т.е. приводят к картине события, в котором слишком мала энергия, приходящаяся на область малых углов для струи.

Более вероятно, что причиной наличия эффективного предела является то, что входящие адроны есть нейтральные по цвету объекты. Следовательно, когда $p_\perp$ обменного глюона становится малым, а поперечная длина волна, соответственно, большой, глюон не может больше чувствовать индивидуальные цветные заряды, и эффективное взаимодействие уменьшается. Этот механизм не находится в противоречии с перенормируемой КХД и вычислениями, всегда выполняемыми в предположении рассеяния свободных партонов (а не партонов внутри адронов), но и не предоставляет нам информации относительно того, как в рамках КХД можно обеспечить понимание в деталях работы такого механизма ослабления взаимодействия. В простой модели используется предположение о резкой границе при некотором значении масштаба $p_{\perp min}$, в то время как в сложном сценарии рассматривается более гладкий переход на границе области взаимодействия.

11.2.2 Простая модель

В событии с несколькими взаимодействиями удобно делать упорядочение. Логично выбрать последовательность рассеяний в порядке уменьшения $x_\perp = 2p_\perp/E_{cm}$. Таким образом, "первое" рассеяние самое жесткое, с "последующими" ("вторым", "третьим" и т.д.) соответственно более мягкими. Важно помнить, что эта терминология никоим образом не связана с представлением о физическом времени, – мы ничего не знаем о нем. В принципе, все происходящие в событии рассеяния должны быть так или иначе скоррелированы требованием сохранения аромата для партонов каждого входящего адрона, и, в меньшей степени, инвариантностью относительно различных квантово-механических эффектов. Однако при усреднении по всем конфигурациям мягких партонов должна получаться стандартная феноменология КХД для жесткого рассеяния, например, в терминах структурных функций. При выборе последующих актов рассеяния могут вводиться эффекты корреляции, известные или вычисленные, при условии, что "предыдущие" (более жесткие) акты рассеяния уже известны.

При известном полном сечении жестких взаимодействий $\sigma_{hard}(p_{\perp min})$, а также $\sigma_{hard,nd}(s)$ неупругих, недифракционных событий, среднее число взаимодействий на событие есть просто отношение $\bar{n} = \sigma_{hard}(p_{\perp min})/\sigma_{nd}(s)$. Мы стартуем с предположения, что все столкновения адронов эквивалентны (нет зависимости от прицельного параметра), и что различные партон-партонные взаимодействия имеют место абсолютно независимо друг от друга. Число рассеяний на событие тогда распределяется по Пуассону со средним $\overline{n}$. Фитирование до экспериментально полученных данных по множественности дает $p_{\perp min} \approx 1.6$ ГэВ, которому соответствует $\bar{n} \approx 1$. Для монте-карловской генерации этих взаимодействий полезно определить

$$f(x_\perp) = \frac{1}{\sigma_{nd}(s)} \frac{d\sigma}{dx_\perp} \ , \tag{11.5}$$

с $d\sigma/dx_\perp$, полученным по аналогии с ур. (11.3). Тогда $f(x_\perp)$ дает просто вероятность иметь партон-партонное взаимодействие с $x_\perp$ при условии, что два адрона участвуют в недифракционном, неупругом столкновении.

Вероятность того, что самое жесткое взаимодействие (с самым большим $x_\perp$) происходит при $x_{\perp 1}$, теперь дается выражением

$$f(x_{\perp 1}) \exp\left\{-\int_{x_{\perp 1}}^{1} f(x'_\perp)\, dx'_\perp\right\} , \tag{11.6}$$

то есть инвариантной вероятностью иметь рассеяние при $x_{\perp 1}$, умноженной на вероятность не иметь никакого рассеяния при $x_\perp$, больших $x_{\perp 1}$. Это уже знакомая нам экспоненциальная функция для радиоактивного распада, с которой мы сталкивались, например, при рассмотрении партонных ливней в параграфе 10.1.2. Используя ту же методику, что и при доказательстве алгоритма вето (раздел 4.2), получаем вероятность иметь i-е рассеяние при $x_{\perp i} < x_{\perp i-1} < \cdots < x_{\perp 1} < 1$

$$f(x_{\perp i})\, \frac{1}{(i-1)!} \left(\int_{x_{\perp i}}^{1} f(x'_\perp)\, dx'_\perp\right)^{i-1} \exp\left\{-\int_{x_{\perp i}}^{1} f(x'_\perp)\, dx'_\perp\right\} . \tag{11.7}$$

Полная вероятность иметь рассеяние при данном $x_\perp$, исключая первое, второе или любое другое рассеяние, очевидно, складывается так, чтобы снова давать $f(x_\perp)$. Таким образом, формализм многократных взаимодействий сохраняет правильное перенормируемое выражение КХД для вероятности рассеяния при любом заданном $x_\perp$.

С помощью интеграла

$$F(x_\perp) = \int_{x_\perp}^{1} f(x'_\perp)\, dx'_\perp = \frac{1}{\sigma_{nd}(s)} \int_{s x_\perp^2/4}^{s/4} \frac{d\sigma}{dp_\perp^2}\, dp_\perp^2 \tag{11.8}$$

(где мы принимаем, что $F(x_\perp) \to \infty$ для $x_\perp \to 0$) и его обратного значения F^{-1} задается итерационная процедура генерации цепочки рассеяний $1 > x_{\perp 1} > x_{\perp 2} > \cdots > x_{\perp i}$:

$$x_{\perp i} = F^{-1}(F(x_{\perp i-1}) - \ln R_i) . \tag{11.9}$$

Здесь R_i – случайные числа, равномерно распределенные в интервале между 0 и 1. Итерационная цепочка начинается с фиктивного $x_{\perp 0} = 1$ и завершается при $x_{\perp i}$, меньшем $x_{\perp min} = 2p_{\perp min}/E_{cm}$. Так как F и F^{-1} не получены аналитически, используется стандартный алгоритм вето для генерации полного набора значений $x_\perp$, из которого в конце остаются только некоторые. Кроме $p_\perp^2$ во взаимодействии также необходимо генерировать другой аромат и кинематические переменные в соответствии с данными матричными элементами.

В то время как обычные структурные функции используются для самого жесткого рассеяния, для воспроизведения стандартной КХД-феноменологии при последующих актах рассеяния структурные функции должны зависеть от всех предшествующих значений x и выбранных ароматов. Мы не имеем столько информации о волновой функции адрона, чтобы распространить формализм на случай настолько общих распределений вероятности. Для того чтобы учесть "уже использованную" в более жестких актах рассеяния энергию, при вычислении структурных функций применяется тот же подход, что и раньше, но x_i здесь – не прежнее значение для i-го рассеянного партона, принадлежащего адрону, а пересчитанная величина

$$x'_i = \frac{x_i}{\sum_{j=1}^{i-1} x_j} . \tag{11.10}$$

Это стандартная процедура в нашей программе; мы испробовали несколько вариантов и не получили существенных отличий в результирующей физической картине.

Для части $\exp(-F(x_{\perp min}))$ анализируемых событий не будет никаких актов жесткого рассеяния выше $x_{\perp min}$ при использовании итерационной процедуры в ур. (11.9). Следовательно, необходимо также иметь модель для описания того, что происходит в событиях без (полу)жестких взаимодействий. Самый простой возможный способ генерации события состоит в том, чтобы произвести обмен очень мягким глюоном между двумя сталкивающимися адронами. Без (первоначального) воздействия на распределения импульсов партонов "адроны" станут объектами, принадлежащими цветному октету, а не бесцветными. Если рассматриваются только валентные кварки, состояние цветного октета барионов может быть расщеплено в цветные кварковый триплет и дикварковый антитриплет. Тогда для барион-барионных столкновений получим двухструнную картину со струнами, натянутыми каждая от кварка одного бариона к дикварку другого. Барион-антибарионное столкновение будет давать одну струну, натянутую между кварком и антикварком, и другую – между дикварком и антидикварком.

В жестком взаимодействии число возможных струнных конфигураций еще больше, и положение может стать совсем уж сложным, когда для события даны несколько актов жесткого рассеяния. В частности, струнная конфигурация теперь зависит от относительного размещения цветов (в каждом адроне индивидуально) партонов, участвующих в рассеянии. Относительно этого вопроса вообще царит полная неясность. И, что совсем уж плохо, стандартное описание фрагментации струны необходимо расширить для обработки события, где два или более валентных кварков были отщеплены от входящего адрона раздельными взаимодействиями. Поэтому мы здесь принимаем, что после самого жесткого взаимодействия все последующие взаимодействия принадлежат к одному из трех классов.

- Рассеяние $gg \to gg$ типа, с двумя глюонами в бесцветном состоянии, так что двойная струна натягивается прямо между двумя выходящими глюонами, не связанными с остальной системой.
- Рассеяние $gg \to gg$, но присутствуют цветовые корреляции, так что каждый глюон соединяется струной с одним из более "ранних". Из различных способов соединения цветов глюонов выбирается тот, который минимизирует общее увеличение длины струны. Такой выбор противоположен предыдущему, который (грубо) соответствует максимизации полной длины струны.
- Рассеяние $gg \to q\overline{q}$ с бесцветной парой в конечном состоянии, так что одна струна натягивается между выходящими q и $\overline{q}$.

По умолчанию эти три возможности принимаются равновероятными. Обратите внимание, что для полного количества событий, порождающих струю, сохраняется его номинальное значение, то есть рассеяния типа $qg \to qg$ включаются в сечение, но в изображении струнной конфигурации заменяются смесью gg- и $q\overline{q}$-событий. Только самое жесткое взаимодействие гарантированно дает пучковые остатки, соединенные струнами. Не следует воспринимать такой подход к описанию цветовых потоков слишком всерьез, т.к. это очевидное упрощение, но общая картина не должна сильно зависеть от вашего конкретного выбора.

Так как картина рассеяния $gg \to gg$ или $q\overline{q}$ не остается неизменной при включении ливней в начальном и конечном состоянии, излучение включается только для самого жесткого взаимодействия. Практически же нет никакой проблемы: кроме самого жесткого взаимодействия, которое может быть жестким и из-за условий запуска эксперимента, крайне маловероятно иметь настолько жесткое рассеяние партонов, что излучение играет существенную роль.

Для события с многократными взаимодействиями обработка пучкового остатка несколько модифицируется. Сначала генерируется жесткое рассеяние вместе с ливнями в начальном и конечном состоянии, а затем любые дополнительные многократные взаимодействия. Только после этого обрабатываются пучковые остатки, связанные с партонами-инициаторами самого жесткого рассеяния, с использованием того же самого механизма, что и прежде, за исключением того, что энергия и импульс, уже унесенные из пучковых остатков, также включаются при последующих взаимодействиях.

11.2.3 Модель с изменяющимся прицельным параметром

До этого пункта принималось, что начальное состояние одно и то же для всех столкновений адронов, в то время как на самом деле каждое столкновение характеризуется также изменяющимся прицельным параметром b. В классическом пределе этого описания b должен интерпретироваться как расстояние при наибольшем сближении, а не как Фурье-преобразование для переданного импульса. Малое значение b соответствует большому перекрытию двух сталкивающихся адронов, и, следовательно, большей вероятности многократных взаимодействий. Напротив, большое b отвечает отсутствию соприкосновения и большой вероятности того, что никакие партон-партонные взаимодействия вообще не имеют места.

Для количественного описания концепции перекрытия адронов можно считать, что распределение вещества внутри адрона сферически симметрично, $\rho(\mathbf{x})\,\mathbf{d}^3\mathbf{x} = \rho(\mathbf{r})\,\mathbf{d}^3\mathbf{x}$. Для простоты такое же пространственное распределение принимается для всех типов партонов и для импульсов. Вообще было испробовано несколько различных распределений материи внутри адрона, и можно использовать любое из них. Мы же здесь сосредоточим внимание на одном предельном случае – двойном гауссиане

$$\rho(r) \propto \frac{1-\beta}{a_1^3} \exp\left\{-\frac{r^2}{a_1^2}\right\} + \frac{\beta}{a_2^3} \exp\left\{-\frac{r^2}{a_2^2}\right\} . \tag{11.11}$$

Это соответствует распределению с маленькой основной областью радиуса a_2 и содержащей долю β всей адронной материи, вложенной в больший адрон радиуса a_1. В то время как с математической точки зрения удобней иметь совпадение центров двух гауссианов, реальной физической картине хорошо соответствует наличие трех непересекающихся основных областей, отражающее присутствие трех валентных кварков, совместно несущих долю β импульса протона. В качестве альтернативы можно рассматривать жесткое ядро адрона, окруженное облаком пионов. Эти подробности влияют, главным образом, на предсказания относительно распределений по t при упругом рассеянии. Для определенности по умолчанию были выбраны значения $\beta = 0.5$ и $a_2/a_1 = 0.2$. Нужно отметить, что значение полного расстояния a_1 нигде в последующих вычислениях не вводится, так как неупругое, недифракционное сечение $\sigma_{nd}(s)$ берется из литературы, а не вычисляется по $\rho(r)$.

По сравнению с другими формами распределений, типа простого гаусса, двойной гауссиан дает большие флуктуации, например, в распределении множественности событий с минимальным отбором: число столкновений, в которых два ядра перекрываются, сильно увеличивается по сравнению с количеством столкновений без перекрытия. Существует также эффект условия минимального отбора: жесткие процессы более вероятны для перекрывающихся ядер, таким образом, жесткое рассеяние связывается с более высоким уровнем многократных взаимодействий. Это дает одно из возможных объяснений для экспериментально наблюдаемого "эффекта пьедестала".

Для столкновения с прицельным параметром b проинтегрированное по времени перекрытие $\mathcal{O}(b)$ распределений вещества в сталкивающихся адронах дается выражением

$$\mathcal{O}(b) \propto \int dt \int d^3x \, \rho(x,y,z) \, \rho(x+b,y,z+t)$$
$$\propto \frac{(1-\beta)^2}{2a_1^2} \exp\left\{-\frac{b^2}{2a_1^2}\right\} + \frac{2\beta(1-\beta)}{a_1^2+a_2^2} \exp\left\{-\frac{b^2}{a_1^2 a_2^2}\right\} + \frac{\beta^2}{2a_2^2} \exp\left\{-\frac{b^2}{2a_2^2}\right\} . \qquad (11.12)$$

Необходимость использования смещенных распределений $\rho(\mathbf{x})$ обусловлена соответствующим масштабом преобразования z- и t-координат.

Очевидно, что перекрытие $\mathcal{O}(b)$ тесно связано с эйконалом $\Omega(b)$ оптических моделей. Мы сохраним раздельное представление о том и другом, так как физический контекст несколько отличается: $\Omega(b)$ базируется на квантово-механическом рассеянии волн в потенциале и обычно используется для описания упругого рассеяния адрона как целого, в то время как $\mathcal{O}(b)$ получается из вполне классического представления о точечно-подобных партонах, распределенных внутри двух сталкивающихся адронов. Кроме того, в этих двух формализмах по-разному реализуется нормировка и энергетическая зависимость.

Для большего перекрытия $\mathcal{O}(b)$ более вероятно взаимодействие между партонами в двух сталкивающихся адронах. Фактически, должно выполняться линейное соотношение

$$\langle \tilde{n}(b) \rangle = k\mathcal{O}(b) \, , \qquad (11.13)$$

где $\tilde{n} = 0, 1, 2, \ldots$ – счетчик числа взаимодействий при проходе двух адронов на расстоянии b друг от друга. Коэффициент пропорциональности k связан со значением партон-партонного сечения и увеличивается с ростом энергии в системе ЦМ.

Для каждого данного прицельного параметра число взаимодействий принимается распределенным по Пуассону. Если распределение вещества имеет хвост на бесконечности (как дает двойной гауссиан), то могут быть получены события с произвольно большими значениями b. Для того чтобы получить конечные полные сечения, необходимо принять, что каждое событие содержит по крайней мере одно полужесткое взаимодействие. Тогда вероятность для двух адронов участвовать в столкновении с прицельным параметром b равна

$$\mathcal{P}_{int}(b) = 1 - \exp(-\langle \tilde{n}(b) \rangle) = 1 - \exp(-k\mathcal{O}(b)) \, , \qquad (11.14)$$

в соответствии с пуассоновской статистикой.

Тогда среднее число взаимодействий на событие с прицельным параметром b есть

$$\langle n(b) \rangle = \frac{\langle \tilde{n}(b) \rangle}{\mathcal{P}_{int}(b)} = \frac{k\mathcal{O}(b)}{1 - \exp(-k\mathcal{O}(b))} \, , \qquad (11.15)$$

где знаменатель обеспечивает отбрасывание пар адронов, проходящих без столкновения, то есть с $\tilde{n} = 0$.

Соотношение $\langle n \rangle = \sigma_{hard}/\sigma_{nd}$ встречалось ранее для среднего числа взаимодействий на недифракционное, неупругое событие. При усреднении по всем прицельным параметрам это отношение содержит следующую истину: введение переменных прицельных параметров может привести к большему числу взаимодействий в одних событиях и меньшему – в других, но не влияет на σ_{hard} или σ_{nd}. Для первого сечения это так потому, что вычисления в рамках перенормируемой КХД зависят только от полного потока партонов, а для второго все определяется конструкцией. Интегрируя ур. (11.15) по b, получаем

$$\langle n \rangle = \frac{\int \langle n(b) \rangle \, \mathcal{P}_{int}(b) \, d^2b}{\int \mathcal{P}_{int}(b) \, d^2b} = \frac{\int k\mathcal{O}(b) \, d^2b}{\int (1 - \exp(-k\mathcal{O}(b))) \, d^2b} = \frac{\sigma_{hard}}{\sigma_{nd}} \, . \qquad (11.16)$$

Таким образом, для данных $\mathcal{O}(b)$, σ_{hard} и σ_{nd}, с $\sigma_{hard}/\sigma_{nd} > 1$, всегда можно найти k (в численном виде) при решении последнего равенства.

При этом интересна не абсолютная нормировка $\mathcal{O}(b)$ сама по себе, а только ее относительное изменение с прицельным параметром. Следовательно, полезно ввести "коэффициент уширения" $e(b)$, который калибрует вероятность взаимодействия для события с прицельным параметром b по сравнению со средним значением, то есть

$$\langle \tilde{n}(b) \rangle = k\mathcal{O}(b) = e(b) \langle k\mathcal{O}(b) \rangle \ . \tag{11.17}$$

Определение среднего $\langle k\mathcal{O}(b) \rangle$ есть весьма деликатный вопрос, так как среднее число взаимодействий на событие трактуется в соответствии с требованием, чтобы каждое событие содержало по крайней мере одно взаимодействие. Однако можно дать и точное определение [Sjö87a].

Для известных функций $e(b)$, $f(x_\perp)$ простая модель может быть обобщена до

$$f(x_\perp, b) = e(b) \, f(x_\perp) \ . \tag{11.18}$$

Таким образом, процедура инвариантной генерации заключается в том, чтобы выбрать b в соответствии с фазовым пространством d^2b, найти отвечающее этому значение $e(b)$ и объединить это все в $f(x_\perp, b)$ в формализме простой модели. Если генерируется по крайней мере одно жесткое взаимодействие, то событие сохраняется, в противном случае нужно искать новое значение b. Этот алгоритм прекрасно работает для распределений вещества адрона, зануляющихся за границей некоторого радиуса, так что исследуемое фазовое пространство d^2b конечно (ограничено). Так как это не так для изучаемых распределений, придется сделать по-другому.

По аналогии с ур. (11.6) можно задать вероятность нахождения события самого жесткого рассеяния при $x_{\perp 1}$. Для каждого прицельного параметра по отдельности вероятность иметь взаимодействие с $x_{\perp 1}$ дается $f(x_\perp, b)$, и это нужно умножить на вероятность того, что событие не содержит никаких взаимодействий с $x'_\perp > x_{\perp 1}$. Тогда полное распределение вероятности

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}_{hardest}}{d^2b \, dx_{\perp 1}} &= f(x_{\perp 1}, b) \, \exp\left\{ - \int_{x_{\perp 1}}^{1} f(x'_\perp, b) \, dx'_\perp \right\} \\ &= E(b) \, f(x_{\perp 1}) \, \exp\left\{ -e(b) \int_{x_{\perp 1}}^{1} f(x'_\perp) \, dx'_\perp \right\} \ . \end{aligned} \tag{11.19}$$

Если в какой-то момент обработка экспоненциальной функции прекращается, то распределения по b и $x_{\perp 1}$ факторизуются и могут выбираться независимо друг от друга. В частности, КХД-рассеяние с большими $p_\perp$ или любое другое жесткое рассеяние может выбираться с любой желаемой для этого процесса кинематикой, а после этого может задаваться некоторая подходящая "жесткость" $x_{\perp 1}$. Теперь с b, выбранным в соответствии с $e(b) \, d^2b$, можно вычислить опущенную экспоненту и получить событие с вероятностью, пропорциональной этому выражению. Начиная с $x_{\perp 1}$ выбранного взаимодействия, может генерироваться последовательность более мягких значений $x_{\perp i}$, опять-таки как в простой модели, используя известную функцию $f(x_\perp, b)$. Эта последовательность может быть пустой, то есть событие может не содержать никаких дальнейших взаимодействий.

Интересно понять, как работает вышеописанный алгоритм. При выборе b в соответствии с $e(b) \, d^2b$, то есть $\mathcal{O}(b) \, d^2b$, первичное распределение по b максимально смещено в область малых прицельных параметров. Если первое взаимодействие жесткое (по выбору или случайно), интегральное сечение для значений выше $x_{\perp 1}$ мало, и экспонента почти равна единице. Следовательно, процедура отклонения очень эффективна для всех стандартных жестких процессов в программе, и даже можно безо всяких последствий вообще опускать взвешивание с экспонентой. Большие значения $e(b)$, вероятно, должны приводить к генерации большого количества последующих более мягких взаимодействий. Однако, если первое взаимодействие нежесткое, экспонента уже не близка по значению к единице, и отклоняется большое количество событий. Это понижает эффективность генерации событий с минимальным отбором. Так как экспоненциальная функция пропорциональна $e(b)$, большие значения $e(b)$ приводят к увеличению вероятности отклонения, а возможность принятия события больше для малых $e(b)$. Для событий, где самое жесткое взаимодействие – все равно мягкое, распределение по b, следовательно, смещается в область больших значений (меньших $e(b)$), и вероятность еще более мягких взаимодействий мала.

Для вычисления экспоненциального множителя программа выполняет предварительную табуляцию интеграла $f(x_\perp)$ в стадии инициализации, а далее при последующих выполнениях накапливается монте-карловская статистика для этого интеграла. Сетка значений $x_\perp$ концентрируется в области малых $x_\perp$, где значение интеграла большое. Для выбранного значения $x_{\perp 1}$ интеграл $f(x_\perp)$ получается интерполяцией. После умножения на известный коэффициент $e(b)$ можно найти и экспоненциальный множитель.

В этом разделе не делалось никаких предположений относительно формы спектра $d\sigma/dp_\perp$. Как и для случая независимого (не изменяющегося в зависимости от некоторых переменных) прицельного параметра, можно использовать границу распределения при некотором заданном значении $p_{\perp min}$. Однако теперь для каждого события требуется наличие по крайней мере одного взаимодействия, в то время как прежде события без взаимодействий также сохранялись, и для них полагали $p_\perp = 0$. Но так как неэстетично совершать большое количество обращений, предполагающих поэтапный возврат, то часть времени (полу)жесткие взаимодействия могут быть более мягкими. Матричные элементы расходятся (грубо) как $\alpha_s(p_\perp^2)\, dp_\perp^2/p_\perp^4$ при $p_\perp \to 0$. Следовательно, они могут быть регуляризованы следующим образом. Во-первых, для компенсации $1/p_\perp^4$-поведения матричные элементы умножаются на коэффициент $p_\perp^4/(p_\perp^2 + p_{\perp 0}^2)^2$. Во-вторых, аргумент $p_\perp^2$ в α_s заменяется на $p_\perp^2 + p_{\perp 0}^2$ или, при включении опции K-множителя, представленной ранее, на $0.075\, p_\perp^2$ $0.075\,(p_\perp^2 + p_{\perp 0}^2)$.

С такими заменами получается непрерывный спектр $p_\perp$ от $p_\perp = 0$ до $E_{cm}/2$. Для $p_\perp \gg p_{\perp 0}$ имеем стандартное сечение перенормируемой КХД, а значения $p_\perp \ll p_{\perp 0}$ сильно подавлены. Масштаб $p_{\perp 0}$, который теперь является главным свободным параметром модели, практически становится величиной того же порядка, что и значение границы распределения $p_{\perp min}$, то есть 1.5 – 2 ГэВ.

Если для глюонов с большой длиной волны взаимодействие ослаблено из-за бесцветного характера адронов, и поперечная структура адронов принимается независящей от энергии, то естественно также считать, что $p_{\perp min}$ и $p_{\perp 0}$ не зависят от энергии ЦМ адронного столкновения. Для прицельного параметра в независимой модели это прекрасно работает, редуцируя все события до двухструнных с малыми поперечными импульсами при уменьшении энергии ЦМ. Для модели с переменным прицельным параметром весь формализм имеет смысл, только если $\sigma_{hard} > \sigma_{nd}$, см., например, ур. (11.16). Так как σ_{nd} не исчезает с уменьшением энергии, а σ_{hard} равно нулю при фиксированном $p_{\perp 0}$, это значит, что значение $p_{\perp 0}$ должно уменьшаться, если значение энергии опускается ниже некоторого заданного порога. Более "изощренную" модель этого раздела имеет смысл применять при коллайдерных энергиях, а при более низких энергиях она не слишком хорошо подходит для прикладных программ.

11.3 Наложение событий

При высокой светимости коллайдера имеется не очень большая вероятность того, что при одном и том же пересечении пучков получится несколько раздельных событий взаимодействия адронов (так называемое наложение событий). В частности, это может возникать на будущих pp-коллайдерах типа LHC или на e^+e^--коллайдерах с высокими скоростями $\gamma\gamma$-столкновений. В настоящее время программа содержит опцию, пригодную только для адрон-адронных столкновений, где несколько событий могут генерироваться и помещаться один после другого в записи события. Таким образом, есть возможность моделировать полное число рождающихся частиц, которые регистрирует детектор.

Программе нужно задать предполагаемую светимость на пересечение пучков, выраженную в мб$^{-1}$. При умножении на сечение изучаемых наложенных событий σ_{pile} эта величина дает среднее число столкновений на пересечение пучков, $\overline{n}$. Эти наложенные события считаются событиями с минимальным отбором, со включенными или выключенными дифракционными и упругими событиями (и дальнейшим последовательным делением дифракционных событий на одиночные и двойные). Это значит, что σ_{pile} может равняться σ_{tot}, $\sigma_{tot}-\sigma_{el}$ или $\sigma_{tot}-\sigma_{el}-\sigma_{diffr}$. Какую из опций выбрать, зависит от детектора: большинство детекторов не способны регистрировать упругое pp-рассеяние, и поэтому излишне генерировать этот вид событий. Кроме того, мы учитываем возможность одного взаимодействия редкого вида, которое может быть выбрано пользователем. Не имеется никаких опций для генерации двух "редких" событий в одном и том же пересечении; обычно вероятность такого рода событий мала.

Если генерируются только события с минимальным отбором, то при включении сечения, отвечающего только одному типу взаимодействий, число событий на одно пересечение пучков распределено по Пуассону со средним значением $\overline{n}$, вычисленным выше. Фактически, программа будет моделировать только те пересечения пучков, где происходит по крайней мере одно событие, то есть не рассматривается доля $\exp(-\overline{n})$ пересечений с нулевыми событиями. Следовательно, фактически генерируется среднее число наложений событий $\langle n\rangle = \overline{n}/(1-\exp(-\overline{n}))$.

Теперь рассмотрим другой предельный случай, когда предполагается наличие одного редкого события, с сечением σ_{rare}, значительно меньшим, чем σ_{pile}, то есть $f \equiv \sigma_{rare}/\sigma_{pile} \ll 1$. Вероятность того, что пересечение пучков будет давать i событий, причем одно – редкого вида, тогда есть

$$\mathcal{P}_i = f\, i\, \exp(-\overline{n})\, \frac{\overline{n}^i}{i!} = f\, \overline{n} \exp(-\overline{n})\, \frac{\overline{n}^{i-1}}{(i-1)!}\ . \tag{11.20}$$

Инвариантное пуассоновское распределение домножается на коэффициент подавления f, так как одно из событий редкого, а не обычного вида, и на коэффициент i, так как любое из i событий может быть редким. Как видно из уравнения, распределение вероятности теперь будет пуассоновским для $i-1$: в пересечении пучков, которое породило одно редкое событие, множественность дополнительных наложений событий распределена по Пуассону со средним значением $\overline{n}$. Полное среднее число событий, таким образом, есть $\langle n\rangle = \overline{n}+1$.

Ясно, что для процессов с промежуточными сечениями, $\overline{n}\,\sigma_{rare}/\sigma_{pile} \simeq 1$, среднее число событий также будет иметь промежуточное значение, и при этом нельзя считать, что только что одно событие было "редкого" типа. Мы не будем рассматривать ситуации такого типа.

Пожалуйста, обратите внимание на то, что в текущей реализации все события считаются сгенерированными в одной и той же вершине. При моделировании распространения в пространстве сталкивающихся пучков вам придется самостоятельно задавать точки взаимодействия и требуемое смещение каждого отдельного события в пространстве и во времени.

При использовании опции наложения событий основное ограничение заключается в том, что запись событий может стать слишком длинной при расположении нескольких событий одно после другого, так что будет исчерпано свободное пространство в общем блоке `LUJETS`. Можно увеличить размерность общего блока, см. `MSTU(4)` и `MSTU(5)`, но только до величины порядка 20 000 позиций, чего иногда может быть и не достаточно.

По практическим причинам программа дает разрешенные значения $\overline{n}$ только до 120. Распределение множественности отсекается для значений, больших 200, (или когда вероятность иметь данную множественность упала ниже 10^{-6}, что происходит быстрее). Малые множественности с вероятностями ниже 10^{-6} также отсекаются.

11.4 Общие блоки переменных

Среди программ, используемых для генерации пучковых остатков, многократных взаимодействий и наложения событий, ни одна не предназначена для использования в автономном режиме. Поэтому единственный способ регулирования этих аспектов реализуется через переменные общего блока `PYPARS`.

```
COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI( 00),PARI(200)
```

Назначение: обеспечивает доступ к ряду кодов состояний и параметров, регулирующих эффективность Pythia. Большинство параметров описывается в разделе 9.3; здесь представлены только относящиеся к пучковым остаткам, многократным взаимодействиям и наложению событий. Если значения по умолчанию, ниже обозначенные (D=...), вас не устраивают, они должны быть изменены (для всех событий сразу) перед вызовом `PYINIT`. Исключения, то есть переменные, которые могут изменяться для каждого нового события, обозначены (C).

`MSTP(81)` : (D=1) главный ключ для многократных взаимодействий.

`= 0` : выключены.

`= 1` : включены.

`MSTP(82)` : (D=1) структура многократных взаимодействий. Для КХД-процессов, упорядоченных по уменьшению значений $p_\perp$ до $p_{\perp min}$; также влияет на выбор структуры одного жесткого/полужесткого взаимодействия.

`= 0` : простая двухструнная модель безо всяких жестких взаимодействий.

`= 1` : многократные взаимодействия, имеющие одну и ту же вероятность для всех событий, с границей распределения $p_{\perp min}$, заданной в `PARP(81)`.

`= 2` : многократные взаимодействия, имеющие одну и ту же вероятность для всех событий, с непрерывным процессом пересчета сечения при достижении $p_{\perp 0}$ =`PARP(82)`.

`= 3` : многократные взаимодействия с изменяющимся прицельным параметром и перекрытием гауссовых распределений адронной плотности, с непрерывным пересчетом сечения при достижении $p_{\perp 0}$ = `PARP(82)`.

`= 4` : многократные взаимодействия с изменяющимся параметром взаимодействия и перекрытием двойных гауссовых распределений адронной плотности, данных в `PARP(83)` и `PARP(84)`, с непрерывным пересчетом сечения при достижении $p_{\perp 0}$ =`PARP(82)`.

Замечание 1: Для MSTP(82)≥ 2 и CKIN(3)$>$ PARP(82) сечения, полученные из PYSTAT(1), могут быть слишком большими, так как (для повышения эффективности счета) в сечения не включается коэффициент вероятности того, что жесткое взаимодействие – действительно самое жесткое в событии. Он, однако, включается при выборе события, так что сгенерированные события правильно распределены. Для значений CKIN(3), больших PARP(82), это перестает быть проблемой.

Замечание 2: значения PARP(81) и, в особенности, PARP(82) чувствительны к выбору структурных функций, Λ_{QCD} и пр., в том смысле, что изменение этих переменных ведет к изменению установки скорости многократных взаимодействий, которое необходимо скомпенсировать перенастройкой PARP(81) или PARP(82) в том случае, если требуется оставить структуру многократных взаимодействий той же самой. Величина PARP(81), принимаемая по умолчанию, не противоречит другим значениям по умолчанию, то есть EHLQ набору 1 структурных функций и т.д. При использовании опций MSTP(82)= 2 – 4 значение по умолчанию PARP(82) должно использоваться вместе с MSTP(2)=2 и MSTP(33)=3 . Эти ключи должны устанавливаться пользователем.

MSTP(83) : (D=100) число точек фазового пространства в некотором заданном объеме, сгенерированных методом Монте-Карло при инициализации (в PYMULT) многократных взаимодействий для MSTP(82)≥ 2.

MSTP(91) : (D=1) (C) первоначальное распределение $k_\perp$ в адроне. См. MSTP(93) для фотона.

= 0 : нет первоначального $k_\perp$.

= 1 : гауссово распределение с шириной, заданной в PARP(91), и верхним пределом PARP(93).

= 2 : экспоненциальное распределение с шириной, заданной в PARP(92), и верхним пределом PARP(93).

MSTP(92) : (D=4) (C) разделение энергии в остатке адрона или структурного фотона. Доля энергии χ, принимаемой одним из двух объектов, при условиях, описанных в PARP(94) - PARP(98), выбирается в соответствии с различными распределениями, данными ниже. Здесь $c_{min} = 2\langle m_{\mathrm{q}}\rangle/E_{cm} = 0.6$ ГэВ$/E_{cm}$.

= 1 : 1 для мезона или структурного фотона, $2(1-\chi)$ для бариона, то есть простые правила подсчета.

= 2 : $(k+1)(1-\chi)^k$, с k, данным в PARP(94) - PARP(97).

= 3 : как =2 для разбиения остатка на адрон и струю, но пропорционально $(1-\chi)^k/\sqrt[4]{\chi^2+c_{min}^2}$ для разбиения остатка на две струи, с k, данным в PARP(94) или PARP(96).

= 4 : как =2 для разбиения остатка на адрон и струю, но пропорционально $(1-\chi)^k/\sqrt{\chi^2+c_{min}^2}$ для разбиения остатка на две струи, с k, данным в PARP(94) или PARP(96).

= 5 : как =2 для разбиения остатка на адрон и струю, но пропорционально $(1-\chi)^k/(\chi^2+c_{min}^2)^{b/2}$ для разбиения остатка на две струи, с k, данным в PARP(94) или PARP(96), и b, данным в PARP(98).

MSTP(93) : (D=1) (C) распределение первоначального $k_\perp$ для фотона или же для одной из входящих частиц внутри структурного электрона.

= 0 : нет первоначального $k_\perp$.

= 1 : гауссово распределение с шириной, заданной в PARP(99), и верхним пределом в `PARP(100)`.

`= 2 :` экспоненциальное распределение с шириной, заданной в `PARP(99)`, и верхним пределом `PARP(100)`.

`= 3 :` "степенная" зависимость: $dk_\perp^2/(k_{\perp 0}^2 + k_\perp^2)^2$, с $k_{\perp 0}$, данным в `PARP(99)`, и верхним пределом $k_\perp$, данным в `PARP(100)`.

`= 4 :` "степенная" зависимость: $dk_\perp^2/(k_{\perp 0}^2 + k_\perp^2)$, с $k_{\perp 0}$, данным в `PARP(99)`, и верхним пределом $k_\perp$, данным в `PARP(100)`.

`= 5 :` "степенная" зависимость: $dk_\perp^2/(k_{\perp 0}^2 + k_\perp^2)$, с $k_{\perp 0}$, данным в `PARP(99)`, и верхним пределом $k_\perp$, определяемым $p_\perp$ жесткого процесса или `PARP(100)`, в зависимости от того, какая величина меньше.

Замечание: для опций 1 и 2 величина `PARP(100)` не имеет большого значения, так как `PARP(100)`$\gg$`PARP(99)`. Однако опции 3 и 4 соответствуют распределениям с бесконечным $\langle k_\perp^2 \rangle$, если спектр $k_\perp$ неограничен, и поэтому величина `PARP(100)` для полного распределения играет такую же важную роль, как и `PARP(99)`.

`MSTP(131) :` (D=0) главный ключ для наложения событий, то есть нескольких независимых адрон-адронных взаимодействий, сгенерированных в одном и том же пересечении пучков, с событиями, расположенными одно после другого в записи события.

`= 0 :` выключено, то есть одновременно генерируется только одно событие.

`= 1 :` включено. Информацию относительно сгенерированных процессов можно найти в `MSTI(41) - MSTI(50)`.

`MSTP(132) :` (D=4) процессы, которые включаются для наложения событий. Первое событие может устанавливаться полностью произвольно, используя ключи в общем блоке `PYSUBS`, а все последующие события должны иметь один "инклюзивный" процесс, который дает основной вклад в сечение, в соответствии с опциями, описанными ниже. Поэтому таким образом невозможно сгенерировать два редких события в опции наложения событий.

`= 1 :` только процессы с малыми $p_\perp$ (ISUB = 95). Фактически модель, описывающая рождение с малыми $p_\perp$, – одна и та же для генерации жестких и наложенных событий, как дается в `MSTP(81)` и т.д. Это значит, что в процессах с наложением событий неявно могут генерироваться и струи с большими $p_\perp$.

`= 2 :` рождение с малыми $p_\perp$ + процессы двойной дифракции (ISUB = 95 и 93).

`= 3 :` рождение с малыми $p_\perp$ + двойная дифракция + одиночная дифракция (ISUB = 95, 93 и 92).

`= 4 :` рождение с малыми $p_\perp$ + двойная дифракция + одиночная дифракция + упругие процессы, так что все вместе соответствует полному адрон-адронному сечению (ISUB = 95, 93, 92 и 91).

`MSTP(133) :` (D=0) распределение множественности наложенных событий.

`= 0 :` выбирается пользователем перед каждым вызовом `PYEVNT`, с заданием значения `MSTP(134)`.

`= 1 :` пуассоновское распределение множественности в полном числе наложенных событий. Это разумное распределение при условии, что набор ключей для первого события в `PYSUBS` дает те же самые процессы, которые подразумеваются в `MSTP(132)`. В этом случае среднее число событий на одно пересечение пучков есть $\overline{n} = \sigma_{pile} \times$ `PARP(31)`, где σ_{pile} – сумма сечений разрешенных процессов. Так как пересечения пучков, которые вообще не дают никаких событий (с вероятностью $\exp(-\overline{n})$), не моделируются, фактически среднее число на вызов `PYEVNT` есть $\langle n \rangle = \overline{n}/(1 - \exp(-\overline{n}))$.

`= 2` : смещенное распределение, которое хорошо работает в том случае, когда одно из генерируемых событий считается принадлежащим классу событий с сечением, значительно меньшим, чем полное адронное сечение. Если σ_{rare} – сечение такого редкого процесса (или сумма сечений нескольких редких процессов), и σ_{pile} – сечение разрешенных процессов (заданных в `MSTP(132)`), то определим $\overline{n} = \sigma_{pile} \times$ `PARP(131)` и $f = \sigma_{rare}/\sigma_{pile}$. Вероятность, что одно пересечение пучков будет давать i событий, тогда $\mathcal{P}_i = f\, i\, \exp(-\overline{n})\overline{n}^i/i!$, то есть инвариантное пуассоновское распределение подавлено фактором f, так как одно из событий будет редким, а не частым, и умножается на коэффициент i, так как любое из i событий может быть редким. Моделируются только те пересечения пучков, которые дают по крайней мере одно событие требуемого редкого типа, и распределение выше нормируется соответственно.

Замечание: по практическим причинам требуется, чтобы $\overline{n} < 120$, то есть чтобы в среднем в пересечении пучков не содержалось более 120 наложений событий. Распределение множественности обрезается для значений, больших 200, или когда вероятность для множественности упала ниже 10^{-6}, что происходит скорее. Малые множественности с вероятностями ниже 10^{-6} также обрезаются. См. также `PARI(91) - PARI(93)`.

`MSTP(134)` : (D=1) выбранная пользователем множественность, то есть общее число наложенных событий, генерируемых при следующем вызове `PYEVNT`. Может задаваться для каждого нового события, но должна находиться в диапазоне $1 \leq$ `MSTP(134)`≤ 200.

`PARP(81)` : (D=1.45 Гэв/c) эффективный минимальный поперечный импульс $p_{\perp min}$ для многократных взаимодействий с `MSTP(82)=1`.

Замечание: значение по умолчанию изменено по сравнению с используемым до сих пор в Pythia версии 5.3 (1.60 ГэВ/c), но не из-за какого-либо изменения физики, а просто потому, что обработка α_s и Λ на порогах рождения ароматов улучшилась, что привело к уменьшению α_s для малых значений $p_\perp$, что и нужно скомпенсировать.

`PARP(82)` : (D=1.70 ГэВ/c) масштаб регуляризации спектра поперечного импульса $p_{\perp 0}$ для многократных взаимодействий с `MSTP(82)`≥ 2.

Замечание: значение по умолчанию заменено по сравнению с используемым ранее в Pythia версии 5.3 (2.00 ГэВ/c), по причинам, указанным выше для предыдущего пункта.

`PARP(83)`, `PARP(84)` : (D=0.5, 0.2) параметры принятого двойного гауссова распределения плотности внутри сталкивающихся адронов для `MSTP(82)=4`, в форме, заданной в ур. (11.11), то есть с ядром радиуса `PARP(84)` от общего радиуса, содержащего долю `PARP(83)` полной адронной плотности.

`PARP(85)` : (D=0.33) вероятность дополнительного взаимодействия двух глюонов в формализме многократных взаимодействий с корреляцией по цвету для "ближайших соседей" в импульсном пространстве.

`PARP(86)` : (D=0.66) вероятность дополнительного взаимодействия двух глюонов в формализме многократных взаимодействий, либо как описано в `PARP(85)`, либо как замкнутая глюонная петля. Оставшаяся часть считается состоящей из кварк-антикварковых пар.

PARP(87), PARP(88) : (D=0.7,0.5) в соответствии с предположением о доминировании вкладов от валентных кварков при малых значениях поперечных импульсов, вводится вероятность замены gg-рассеяния с соответствующим инвариантным сечением на q$\overline{\mathrm{q}}$; применяется только для MSTP(82)$\geq$ 2. Вероятность параметризуется в виде: $\mathcal{P} = (1 - (p_\perp^2/(p_\perp^2 + b^2)^2)$, где $a =$ PARP(87) и $b =$ PARP(88)$\times$ PARP(82).

PARP(91) : (D=0.44 ГэВ/c) (C) ширина гауссова распределения значения первоначального $k_\perp$ внутри адрона для MSTP(91)=1, то есть $\exp(-k_\perp^2/\sigma^2)\, k_\perp\, dk_\perp$ с $\sigma =$ PARP(91) и $\langle k_\perp^2 \rangle$ =PARP(91)^2.

PARP(92) : (D=0.44 ГэВ/с) (C) параметр ширины экспоненциального распределения значения первоначального $k_\perp$ внутри адрона для MSTP(91)=2, то есть $\exp(-k_\perp/\sigma)\, k_\perp\, dk_\perp$ с $\sigma =$ PARP(92) и $\langle k_\perp^2 \rangle = 6\times$ PARP(92)^2. Таким образом, нужно положить

PARP(92)$\approx$ PARP(91)/$\sqrt{6}$ для того, чтобы обеспечить непрерывность сшивания с опцией выше.

PARP(93) : (D=2. ГэВ/c) (C) верхний предел для распределения значения первоначального $k_\perp$ внутри адрона.

PARP(94) : (D=1.) (C) для MSTP(92)$\geq$ 2 эта опция дает значение параметра k для случая, когда остаток мезона или структурного фотона расщепляется на два фрагмента (какие именно – выбирается случайным образом).

PARP(95) : (D=0.) (C) для MSTP(92)$\geq$ 2 эта опция дает значение параметра k для случая, когда остаток мезона или структурного фотона расщепляется на мезон и спектатор, фрагментирующий в струю, с χ, дающим долю энергии, принимаемую мезоном.

PARP(96) : (D=3.) (C) для MSTP(92)$\geq$ 2 эта опция дает значение параметра k для случая, когда нуклонный остаток расщепляется на дикварковый и кварковый фрагменты, с χ, дающим долю энергии, принимаемую кварковой (образовавшейся в результате фрагментации кварка) струей.

PARP(97) : (D=1.) (C) для MSTP(92)$\geq$ 2 эта опция дает значение параметра k для случая, когда нуклонный остаток расщепляется на барион и кварковую струю или мезон и дикварковую струю, с χ, дающим долю энергии, принимаемую кварковой струей или мезоном, соответственно.

PARP(98) : (D=0.75) (C) для MSTP(92)=5 эта опция дает базисное $1/\chi^b$-поведение распределения параметра расщепления, с $b =$ PARP(98).

PARP(99) : (D=0.44 ГэВ/c) (C) параметр ширины распределения значения первоначального $k_\perp$ внутри фотона; точное значение зависит от выбора величины MSTP(93) (см. PARP(91) и PARP(92) выше).

PARP(100) : (D=2. ГэВ/c) (C) верхний предел распределения значения первоначального $k_\perp$ внутри фотона.

PARP(131) : (D=0.01 мб$^{-1}$) в сценарии наложения событий дает принятую светимость в одном пересечении пучков, то есть если подпроцесс имеет сечение σ, то среднее число событий этого типа на одно пересечение пучков равно $\overline{n} = \sigma\times$ PARP(131). Значение PARP(131) можно получить, разделив интегральную светимость в течение данного времени (скажем, за 1 секунду) на число пересечений пучков, которым это соответствует. Так как программа будет генерировать не более 200 наложений событий, то произойдет аварийный отказ процедуры инициализации, если $\overline{n}$ больше 120.

Глава 12

Фрагментация

Основная опция фрагментации в JETSET/PYTHIA – струнная лунд-модель, но также имеются и опции независимой фрагментации. Эти последние опции не следует воспринимать слишком всерьез, так как хорошо известно, что независимая фрагментация не представляет собой последовательную альтернативу, хотя иногда эти опции могут быть полезными при сравнении эффективности струнной фрагментации с какой-нибудь другой схемой.

Весь материал по фрагментации разделен на четыре части следующим образом: в первом разделе описывается схема выбора ароматов, общая для обоих подходов, во втором описывается струнная схема, в третьем – схема независимой фрагментации, а четвертый и заключительный раздел содержит информацию относительно некоторых второстепенных вопросов.

Лунд-модель фрагментации описана в [And83], где представлены все основные идеи и суммированы материалы более ранних статей [And79]. Однако в обзоре отсутствуют детали процесса фрагментации системы мультипартонных струй, и по этому вопросу можно обратиться, в частности, к [Sjö84]. Также здесь не рассматривается механизм "попкорн" для рождения барионов, см. [And85]. Полные обзоры по моделям фрагментации можно найти в [Sjö88, Sjö89].

12.1 Выбор ароматов

И в струнной, и в независимой моделях фрагментации используется итерационный подход при описании процесса фрагментации. При заданном начальном кварке $q = q_0$ считается, что пара новых кварков $q_1\overline{q}_1$ рождается с такими значениями ароматов, чтобы можно было сформировать мезон $q_0\overline{q}_1$ (при этом q_1 оставляется свободным). Этот q_1 может, в свою очередь, составить мезон с кварком $\overline{q}_2$ от следующей пары, и так далее. Таким образом, для функционирования схемы необходимо задать относительные вероятности рождения различных возможных пар $q_i\overline{q}_i$, $u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$ и т.д. и относительные вероятности того, что данная комбинация пары кварков $q_{i-1}\overline{q}_i$ формирует определенный мезон, например, π^+, ρ^+ или любое другое физическое состояние.

В JETSET принимается, что эти два аспекта могут быть факторизованы, то есть что можно сначала выбрать пару $q_i\overline{q}_i$ без учета требований на разрешенные физические состояния мезона, а потом данная комбинация ароматов $q_{i-1}\overline{q}_i$ относится к определенному мезонному состоянию с полной вероятностью, равной единице.

12.1.1 Ароматы кварков и поперечные импульсы

Для рождения связанных пар кварков и антикварков $q_i\overline{q}_i$, приводящего к разрывам струны, в лунд-модели используется идея квантовомеханического туннелирования. Если q_i и $\overline{q}_i$ не имеют никакой полной массы или поперечного импульса, в случае классической физики пара может рождаться в одной точке, а затем кварки растягиваются полем друг от друга. Если же кварки имеют массу и-или поперечный импульс, то q_i и $\overline{\mathrm{q}}_i$ должны рождаться на определенном расстоянии друг от друга так, чтобы энергия поля между ними преобразовывалась в сумму двух поперечных масс $m_\perp$. По правилам квантовой механики кварки могут рождаться в одной точке (для удовлетворения концепции локального сохранения аромата), а после рождения туннелировать в классически разрешенную область. В терминах полной поперечной массы $m_\perp$ кварков q_i и $\overline{\mathrm{q}}_i$ вероятность туннелирования дается выражением

$$\exp\left(-\frac{\pi m_\perp^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right)\exp\left(-\frac{\pi p_\perp^2}{\kappa}\right) . \tag{12.1}$$

Факторизация поперечного импульса и массовых членов приводит к независящему от аромата гауссовому спектру для p_x и p_y компонент $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$ пары. Так как струна считается не имеющей поперечных возбуждений, этот $p_\perp$ должен локально компенсироваться между кварком и антикварком пары. Значение $p_\perp$ для мезона $\mathrm{q}_{i-1}\overline{\mathrm{q}}_i$ дается векторной суммой значений $p_\perp$ составляющих его кварков q_{i-1} и $\overline{\mathrm{q}}_i$, что дает гауссианы по p_x и p_y с шириной $\sqrt{2}$ от каждого кварка.

В рамках перенормируемой КХД жесткое рассеяние связано с излучением глюонов, приводящем к вкладам высших порядков в значение $p_\perp$ при фрагментации. Это может служить объяснением того факта, что экспериментальное значение $\langle p_\perp \rangle$ несколько выше значения, получаемого при использовании формулы, данной выше.

Формула также подразумевает подавление рождения тяжелых кварков $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$. Чарм- и более тяжелые кварки, как ожидается, не будут рождаться при мягкой фрагментации. Так как предсказанное подавление ароматов дается в терминах масс кварков, значения которых, как печально известно, очень трудно выбрать (нужно ли брать эти значения из алгебры токов, или же это значения масс конституентов, или, может быть, нечто среднее?), подавление рождения $\mathrm{s}\overline{\mathrm{s}}$ оставлено как свободный параметр в программе: $\mathrm{u}\overline{\mathrm{u}}$: $\mathrm{d}\overline{\mathrm{d}}$: $\mathrm{s}\overline{\mathrm{s}} = 1$: 1: γ_s, где по умолчанию $\gamma_s = 0.3$. Имеется по крайней мере качественное согласие экспериментального значения с теоретическим. Рождение всех более тяжелых ароматов полностью исключено в процессе фрагментации и может происходить только в результате эволюции ливня.

12.1.2 Рождение мезонов

После фиксирования определенных ароматов q_{i-1} и $\overline{\mathrm{q}}_i$ делается выбор между возможными мультиплетами. Относительный состав различных мультиплетов не дается из первых принципов, а зависит от деталей процесса фрагментации. В некотором приближении ожидается незначительная доля состояний с радиальными возбуждениями или ненулевым орбитальным угловым моментом. Учет спина тогда дает отношение 3:1 для основных состояний векторных и скалярных мультиплетов. Перекрытие аргументов волновых функций приводит к относительному росту доли более легких псевдоскалярных состояний [And82].

В программу включены шесть мезонных мультиплетов. Если использовать нерелятивистскую схему классификации, когда мезоны состоят из валентных кварков и имеют спин S и внутренний орбитальный угловой момент L, и физический спин s обозначается J, $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, возможны следующие мультиплеты:

- $L = 0$, $S = 0$, $J = 0$: обычный мультиплет псевдоскалярных мезонов;
- $L = 0$, $S = 1$, $J = 1$: обычный мультиплет векторных мезонов;
- $L = 1$, $S = 0$, $J = 1$: мультиплет аксиальных векторных мезонов;

- $L = 1$, $S = 1$, $J = 0$: мультиплет скалярных мезонов;
- $L = 1$, $S = 1$, $J = 1$: еще один мультиплет аксиальных векторных мезонов;
- $L = 1$, $S = 1$, $J = 2$: мультиплет тензорных мезонов.

Каждый мультиплет содержит полный набор 8×8 состояний, включенных в программу, хотя многие из состояний могут никогда реально не появляться. Здесь были сделаны некоторые упрощения; например, не включено смешивание между двумя аксиальными векторными мультиплетами.

В программе вначале выбирается значение спина S, равное 0 или 1. Это делается в соответствии с параметризованными относительными вероятностями, где вероятность иметь значение спина, равное 1, по умолчанию равна 0.5 для мезона, состоящего только из u- и d-кварков, 0.6 – для содержащего также s-кварк и 0.75 – для содержащего c- или более тяжелые кварки, в соответствии с приведенными выше доводами.

По умолчанию принимается значение $L = 0$, так что рождаются только псевдоскалярные и векторные мезоны. Для включения значения $L = 1$ могут использоваться четыре параметра, из которых один дает вероятность того, что состояние с $S = 0$ имеет также $L = 1$, остальные три определяют вероятности, что состояние с $S = 1$ имеет $L = 1$ и $J = 0, 1$ или 2.

Для диагональных по ароматам мезонных состояний $\mathrm{u\overline{u}}$, $\mathrm{d\overline{d}}$ и $\mathrm{s\overline{s}}$ также необходимо включить смешивание в физические мезоны. Это выполнено с использованием параметризации, основывающейся на углах смешивания, приведенной в Review of Particle Properties [PDG88]. В частности, выборы по умолчанию соответствуют

$$\begin{aligned}
\eta &= \frac{1}{2}(\mathrm{u\overline{u}} + \mathrm{d\overline{d}}) - \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{s\overline{s}}\ ; \\
\eta &= \frac{1}{2}(\mathrm{u\overline{u}} + \mathrm{d\overline{d}}) + \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{s\overline{s}}\ ; \\
\omega &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{u\overline{u}} + \mathrm{d\overline{d}})\ ; \\
\phi &= \mathrm{s\overline{s}}\ . \qquad (12.2)
\end{aligned}$$

Следовательно, в $\pi^0 - \eta - \eta'$ системе не учитывается различие в массах, и оказывается, что такое приближение приводит к переоценке выхода η' [ALE92]. Недавно были предложены параметры, обеспечивающие дополнительное подавление η- и η'-состояний методом "грубой силы".

12.1.3 Рождение барионов

Рождение барионов можно обеспечить наипростейшим образом, приняв, что любой аромат q_i в схеме выше может представлять кварк или антидикварк в цветном триплетном состоянии. Тогда можно использовать основной механизм, рассмотренный выше, с добавлением вероятности рождения различных пар дикварков. В принципе, имеется по одному параметру для каждого дикварка, но если по-прежнему считается, что квантовомеханическое туннелирование дает эффективное описание процесса фрагментации, то можно использовать массовые коэффициенты для сокращения числа параметров. Программа использует три основных коэффициента:

- относительную вероятность выбора дикварка $\mathrm{\overline{qq}}$, а не q;
- дополнительное подавление, связанное с содержанием странного кварка в дикварке (сверх обычного фактора подавления s/u γ_s); и

- подавление состояний дикварков со спином 1 по отношению к значениям спина 0 (дополнительно к коэффициенту 3 увеличения доли состояний со спином 1, получаемом при учете числа спиновых состояний).

Дополнительный фактор подавления странных дикварков возникает из-за присутствия в экспоненте формулы туннелирования значения m^2, а не m, так что подавление дикварков, содержащих странные кварки, и подавление отдельных странных кварков не факторизуется.

Включаются только два мультиплета барионов, то есть существуют возбужденные состояния с $L = 1$. Два мультиплета:

- $S = J = 1/2$: SU(3) "октет" (в полном сценарии с четырьмя ароматами в программе доступны 168 состояний);
- $S = J = 3/2$: SU(3) "декуплет" (120 состояний в программе).

В отличие от мезонного случая, различные комбинации ароматов имеют различные числа разрешенных состояний: для uuu возможно только состояние Δ^{++}, тогда как uds может дать Λ, Σ^0 или Σ^{*0}.

Важное ограничение дает тот факт, что барион есть симметричное трехкварковое состояние в пренебрежении цветовой степенью свободы. Поэтому когда кварк и дикварк соединяются, образуя барион, их комбинация взвешивается с учетом вероятности того, что они образуют симметричное трехкварковое состояние. Программная реализация этого принципа заключается в том, чтобы сначала выбрать дикварк случайным образом, включив факторы подавления странности и значения спина 1, описанные выше, а затем учесть вес выбранного дикварка, пропорциональный числу доступных состояний для данной кварк-дикварковой комбинации. Это означает, что, если бы не было факторов подавления при туннелировании, все состояния в **SU(6)** (прямое произведение ароматовой группы **SU(3)** на спиновую **SU(2)**) 56-плетах были бы одинаково заселенными. Конечно, также могут рождаться и более тяжелые барионы, например, при фрагментации струй c-кварков, но хотя схема классификации частиц, используемая в программе, основана на **SU(16)**, то есть содержит восемь ароматов, все возможные кварк-дикварковые комбинации могут быть связаны с **SU(6)** с привлечением аргументов о симметрии состояний. Как в случае рождения мезонов, можно было бы представить явное дальнейшее подавление более тяжелых барионов со спином 3/2. Однако мы не считаем, что введение такого подавления приведет к существенным эффектам, так как значение расщепления масс барионов еще меньше, чем для мезонов.

В случае отклонения выбирается и проверяется новый дикварк, и т.д. Соответствующая процедура используется и для выбора кварка после образования дикварка на предыдущем шаге. Соответственно, при обсуждении как кварка, так и дикварка аромат должен быть выбран заново. Это могло бы стать утомительным процессом, так как пришлось бы также отклонить адрон, рожденный на предыдущем шаге. Практически отклоняется только последняя сгенерированная пара кварков или дикварков. Ошибка, получаемая при таком подходе, мала.

Более общая схема для рождения барионов – механизм "попкорн" [And85], в котором дикварки как таковые никогда не образуются, а барионы появляются в результате последовательного рождения нескольких $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$-пар. Картина будет следующей. Предположим, что начальные кварки q – красный (r) и $\overline{\mathrm{q}}$ – антикрасный ($\overline{r}$). Обычно новая пара $\mathrm{q}_1\overline{\mathrm{q}}_1$, рождаемая в поле, будет также $r\overline{r}$, так, чтобы $\overline{\mathrm{q}}_1$ соединялся с концом q, и наоборот. Образуются две отдельные синглетные по цвету системы $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}_1$ и $\mathrm{q}_1\overline{\mathrm{q}}$. Иногда пара $\mathrm{q}_1\overline{\mathrm{q}}_1$ может быть, например, $g\overline{g}$ (g = зеленый), и в этом случае отсутствует эффективный цветовой заряд, действующий на q_1 или $\overline{\mathrm{q}}_1$. Поэтому такая пара, не получая энергии от поля, в обычном случае могла бы существовать только как флуктуация. Если q_1 смещается к q, а $\overline{q}_1$ – к $\overline{q}$, то эффективное поле, остающееся между q_1 и $\overline{q}_1$, есть $\overline{b}b$ (b = синие; $g+r = \overline{b}$, если существуют только триплеты по цвету). В этой центральной области может рождаться дополнительная пара $q_2\overline{q}_2$, где q_2 теперь притягивается к qq_1, а $\overline{q}_2$ – к $\overline{qq}_1$, без остающегося между q_2 и $\overline{q}_2$ цветового поля. Если больше ничего не случится, то сформируются барион B из q_1, q_2 и некоторого q_4, рожденного между q и q_1, и антибарион $\overline{B}$ из $\overline{q}_1$, $\overline{q}_2$ и $\overline{q}_5$, то есть B и $\overline{B}$ будут самыми близкими соседями в цепочке, разделенными двумя парами кварков. Конкретнее, q_1 будет получать энергию от q_2 для выхода на массовую поверхность, и будет воспроизводиться формула туннелирования для эффективного q_1q_2-дикварка.

Однако иногда может иметь место рождение нескольких пар цветов $b\overline{b}$ между q_1 и $\overline{q}_1$. При наличии двух вершин рождения $q_2\overline{q}_2$ и $q_3\overline{q}_3$ может сформироваться центральный мезон $\overline{q}_2q_3$, окруженный барионом $q_4q_1q_2$ и антибарионом $\overline{q}_3\overline{q}_1\overline{q}_5$. Мы называем это $BM\overline{B}$-конфигурацией для того, чтобы отличать этот случай от $q_4q_1q_2 + \overline{q}_2\overline{q}_1\overline{q}_5$ $B\overline{B}$-конфигурации выше. Для $BM\overline{B}$ барионы B и $\overline{B}$ разделены только одной кварк-антикварковой парой, в противоположность двум парам для $B\overline{B}$-конфигурации. Относительная вероятность для $BM\overline{B}$-конфигурации определяется подавлением, связанным со следующим обстоятельством: находятся ли q_1 и $\overline{q}_1$ достаточно далеко друг от друга, чтобы между ними мог сформироваться мезон. Строго говоря, должны быть возможны также конфигурации типа $BMM\overline{B}$, $BMMM\overline{B}$ и т.д., но вероятность их существования в нашей модели очень мала. Далее, так как большие массы соответствуют более длинным кускам струны, то преимущественно рождаются псевдоскалярные, а не векторные мезоны. Если включены только $B\overline{B}$- и $BM\overline{B}$-состояния, и если вероятность рождения векторного мезона M не подавлена дополнительно, то получаются две частично компенсирующиеся ошибки (так как векторные мезоны обычно распадаются в два или более псевдоскалярных).

Следовательно, ароматовая итерационная процедура в целом содержит следующие возможные подпроцессы (плюс, конечно, соответствующие им зарядовосопряженные):

- $q_1 \to q_2 + (q_1\overline{q}_2)$-мезон;
- $q_1 \to \overline{q}_2\overline{q}_3 + (q_1q_2q_3)$-барион;
- $q_1q_2 \to \overline{q}_3 + (q_1q_2q_3)$-барион;
- $q_1q_2 \to q_1q_3 + (q_2\overline{q}_3)$-мезон

с ограничением, что последний процесс не может быть продолжен для получения нескольких мезонов между барионом и антибарионом.

К сожалению, результирующая модель рождения барионов имеет огромное число параметров, которые могли бы определяться моделью только в том случае, если бы значения масс кварков и дикварков были достоверно известны. Мы уже упоминали отношения s/u и qq/q; последнее должно быть увеличено от 0.09 до 0.10 для модели "попкорн", так как меньше общее число возможных барионных конфигураций в этом случае (частица, рождаемая между B и $\overline{B}$, должна быть только мезоном). Для модели "попкорн" необходимы такие же параметры, как в модели дикварков, при описании $B\overline{B}$-конфигурации. Для $BM\overline{B}$-конфигурации нужно брать квадратный корень из коэффициента подавления, если данный коэффициент используется только для одного из B и $\overline{B}$, например, если B содержит "дикварк" q_1q_2 со спином 1, а $\overline{B}$ – дикварк $\overline{q}_1\overline{q}_3$ со спином 0. Дополнительные параметры дают относительную вероятность образования $BM\overline{B}$-конфигурации, грубо равную 0.5 (для $B\overline{B}$ по-прежнему остается значение 0.5), фактор подавления рождения странного мезона M между B и $\overline{B}$ (относительно вероятности рождения более легких нестранных мезонов) и фактор подавления рождения пары $s\overline{s}$ (по отношению к $u\overline{u}$) между B и $\overline{B}$ в $BM\overline{B}$-конфигурации. Значения параметров по умолчанию получены комбинацией экспериментальных наблюдений и внутренних предсказаний модели.

В модели дикварков ожидается, что рожденный дикварк имеет такое же распределение по поперечному импульсу, как и кварк. Для $BM\overline{B}$-конфигурации ситуация не настолько очевидна, но нами была осуществлена проверка утверждения, что различные возможности дают чрезвычайно сходные результаты. В программе осуществлен следующий выбор: нулевой полный поперечный импульс для $\mathrm{q}_1\overline{\mathrm{q}}_1$-пары, разделяемой на B и $\overline{B}$, и стандартный гауссов спектр с локальным сохранением импульса – для всех остальных пар. Это означает, что B и $\overline{B}$ имеют $p_\perp$, нескоррелированые для $BM\overline{B}$-конфигурации и (частично) антикоррелирующие в $B\overline{B}$-конфигурации, с тем же средним значением поперечного импульса первичных барионов, что и для первичных мезонов.

Иногда конечной точкой струны является не одиночный партон, а дикварк или антидикварк, например, в случае, когда из пучковой частицы (протона) был вырван один кварк. Тут можно было бы рассмотреть достаточно сложные результирующие схемы фрагментации. Одна такая схема [And81] была доступна в 6-й версии Jetset, но отсутствует в 7-й. Вместо этого в качестве основной схемы используется механизм рождения пары дикварков, описанный выше. Таким образом, qq-дикварк на конце струны фрагментирует так, как если бы qq рождались в поле согласованно с $\overline{\mathrm{qq}}$ ароматом, то есть или оба кварка данного дикварка входят в состав одного бариона, или же сначала формируется мезон, содержащий один из кварков, а другой кварк содержится в барионе, рождающемся на следующем шаге.

12.2 Струнная фрагментация

Итерационная процедура может также использоваться для других аспектов фрагментации. Это возможно потому, что в струнной схеме различные точки разрывов струны из-за рождения $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$-пар должны быть разделены интервалами с учетом сохранения принципа причинности. Принимая во внимание, что пространственно-временная картина в системе ЦМ такова, что медленные частицы (в середине системы) формируются первыми, упорядочение зависит от лоренцевых сдвигов системы отсчета и, следовательно, неэквивалентно в разных системах. Поэтому можно сделать удобный выбор запуска итерационного процесса с концов струны в направлении к середине.

Схема струнной фрагментации довольно сложна для базового мультипартонного состояния. Поэтому для упрощения обсуждения мы начнем с простого $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$-процесса, а потом рассмотрим усложнение схемы при появлении дополнительных глюонов. (Эта разбивка материала выполнена по чисто педагогическим соображениям, т.е. для лучшей понимаемости, а в программе имеется единый алгоритм общего назначения).

12.2.1 Функция фрагментации

Пусть $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$ – струи в системе ЦМ с кварком, движущимся в направлении $+z$, и антикварком – в направлении $-z$. Мы обсудили выше, что можно начать итерацию ароматов от q-конца, то есть выбрать $\mathrm{q}_1\overline{\mathrm{q}}_1$-пару, сформировать адрон $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}_1$ и т.д. Также было отмечено, что используется механизм квантового туннелирования, обеспечивающий значение поперечного импульса $p_\perp$ для каждой новой рожденной пары $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$, причем $p_\perp$ локально скомпенсирован между q_i и $\overline{\mathrm{q}}_i$ пары, и имеются гауссовы распределения по p_x и p_y по отдельности. В программе это регулируется одним параметром, который дает среднеквадратичный $p_\perp$ кварка. Поперечные импульсы адронов получаются как сумма $p_\perp$ кварков-компонент q_i и $\overline{\mathrm{q}}_{i+1}$, где дикварк рассматривается как отдельный кварк.

Остается определить энергию и продольный импульс адрона. Фактически, из этих переменных только одна может быть выбрана независимо, так как импульс адрона выражается через определенное значение поперечной массы адрона $m_\perp$,

$$(E+p_z)(E-p_z) = E^2 - p_z^2 = m_\perp^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2 \ . \tag{12.3}$$

При итерации от кваркового конца (с учетом требования инвариантности относительно продольных смещений и некоторых других соображений) выбирается переменная z как доля $E+p_z$, переданная адрону (от полного доступного значения). При отщеплении адронов доля $E+p_z$ (и $E-p_z$), остающаяся для последующих шагов, уменьшается следующим образом:

$$\begin{aligned}(E+p_z)_{new} &= (1-z)(E+p_z)_{old} \ , \\ (E-p_z)_{new} &= (E-p_z)_{old} - \frac{m_\perp^2}{z(E+p_z)_{old}} \ .\end{aligned} \tag{12.4}$$

Функция фрагментации $f(z)$, которая выражает вероятность выбора данного значения z, в принципе может быть произвольной; несколько таких выборов могут использоваться внутри программы, см. ниже.

Если, кроме того, требуется, чтобы процесс фрагментации в целом выглядел одинаково, независимо от того, с какого из концов q или $\overline{\mathrm{q}}$ выполнялась итерационная процедура, т.е. присутствовала "лево-правая симметрия", выбор, по существу, становится единственным [And83a]: лундовская симметричная функция фрагментации,

$$F(z) \propto \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{b m_\perp^2}{z}\right) \ . \tag{12.5}$$

Имеется единственный параметр a для каждого аромата, где индекс α означает "старый" аромат в итерационном процессе, а β – "новый" аромат. Общепринято считать все $a_{\alpha,\beta}$ одинаковыми, и тогда получается упрощенное выражение

$$F(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-b m_\perp^2/z) \ . \tag{12.6}$$

В программе можно задать только два различных значения a, для рождения пары кварков и дикварков; по умолчанию принимается, что эти значения одинаковы. Кроме того, имеется параметр b, который является универсальным.

Необходимо отметить, что явная массовая зависимость в $f(z)$ подразумевает более жесткую функцию фрагментации для более тяжелых адронов; асимптотическое поведение среднего значения z для тяжелых адронов есть

$$\langle z \rangle \approx 1 - \frac{1+a}{b m_\perp^2} \ . \tag{12.7}$$

К сожалению, оказывается, что эта зависимость предсказывает несколько более жесткий спектр для B-мезонов, чем реально наблюдаемый в эксперименте.

Для будущих ссылок мы также обращаем внимание, что производная $f(z)$ дает распределение вероятности по инвариантному времени τ распада вершин $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$. В терминах $\Gamma = (\kappa\tau)^2$ это распределение

$$\mathcal{P}(\Gamma)\, d\Gamma \propto \Gamma^a \exp(-b\Gamma)\, d\Gamma \ , \tag{12.8}$$

с теми же a и b, что и выше.

Существует много разных других функций фрагментации, и некоторые из них доступны как опции в программе.

- Параметризация Фильда–Фейнмана [Fie78],

  $$F(z) = 1 - a + 3a(1-z)^2 \ . \tag{12.9}$$

  Значение по умолчанию $a = 0.77$ используется только для обычных адронов, содержащих u-, d- и s-кварки.

- Так как имеются указания на то, что форма выше сильно расходится при $z = 0$, вместо нее можно использовать функцию типа

  $$F(z) = (1+c)(1-z)^c \tag{12.10}$$

- Значения наблюдаемых величин для чарм- и боттом-адронов ясно указывают на потребность в более жесткой функции фрагментации для тяжелых ароматов. Самая лучшая из известных подобных функций – формула Петерсона и др. [Pet83]

  $$F(z) \propto \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2} \ , \tag{12.11}$$

  где ϵ_Q – свободный параметр, вводимый для подавления рождения ароматов в виде $\epsilon_Q \propto 1/m_Q^2$.

- Так как эта альтернатива небезупречна вследствие того, что форма выше расходится при $z = 1$, вместо нее можно использовать

  $$F(z) = (1+c)z^c \ . \tag{12.12}$$

- Bowler [Bow81] показал, что в пределах модели Artru-Mennessier [Art74] наличие массивного кварка на конце струны, обладающего массой m_Q, приводит к модификации симметричной функции фрагментации из-за того, что область струны, ограниченная массивными точечными кварками, сравнивается с безмассовым аналогом. В принципе, модель Artru-Mennessier применяется только для кластеров с непрерывным массовым спектром и не содержит членов с a (то есть $a \equiv 0$). Однако было показано [Mor89], что для дискретного массового спектра можно оставить эффективный член с a. Поэтому в программе использовалось приблизительное выражение для функции F(z) с a-зависимостью:

  $$F(z) \propto \frac{1}{z^{1+r_Q b m_Q^2}} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{b m_\perp^2}{z}\right) \ . \tag{12.13}$$

  В принципе, предсказывалось, что $r_Q \equiv 1$, но для возможности гладкой экстраполяции этой формы к лундовской симметричной можно выбирать r_Q отдельно для c-, b- и t-адронов.

12.2.2 Объединение струй

Формула выше для $f(z)$ при расщеплении системы струй в адрон плюс остаточная система имеет силу только тогда, когда масса остатка большая. Если бы алгоритм фрагментации использовался до конца на всем пути от q до $\overline{\text{q}}$, то масса последнего адрона, который формируется на $\overline{\text{q}}$-конце, полностью определялась бы из сохранения энергии и импульса, и адрон не мог бы находиться на массовой поверхности. В теории известно, как учитывать такие эффекты, но результирующие формулы абсолютно не подходят для монте-карловской реализации.

Практическое решение этой проблемы состоит в том, чтобы выполнять фрагментацию с обоих концов q и $\overline{\mathrm{q}}$, так, чтобы для каждого нового шага в процессе фрагментации осуществлялся случайный выбор, со стороны какого конца должен делаться этот шаг. Если шаг осуществляется от q-конца, то z интерпретируется как доля оставшейся $E+p_z$ системы, иначе z интерпретируется как доля $E-p_z$ для шага от $\overline{\mathrm{q}}$-конца. В некоторой точке, в которой оставшаяся масса системы становится меньше определенного значения, принимается, что на следующем шаге рождаются два конечных адрона, а не адрон и остаточная система. Так как нужно выбрать импульсы двух, а не одного адрона, имеется достаточное количество степеней свободы для выбора полностью сохраняющихся значений полной энергии и импульса.

Масса, при которой останавливается обычный процесс фрагментации и формируются два конечных адрона, фактически не является свободным параметром модели: она задается в соответствии с требованием, чтобы струна везде выглядела одинаково, то есть чтобы пространство быстрот для двух конечных адронов, двух внутренних или одного внутреннего и одного конечного адронов было одинаковым в любом месте в процессе фрагментации. Поэтому масса, отвечающая окончанию процесса фрагментации для данной установки параметров определяется в отдельном выполнении. Если параметры фрагментации изменяются, то требуется некоторая перенастройка, но на практике разумные замены могут быть сделаны и без этого.

Рассмотрим процесс фрагментации, в котором уже произошло отщепление ряда адронов от концов q и $\overline{\mathrm{q}}$, и выделилась остаточная система $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_j$. Если эту систему разорвать рождением пары $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_n$, то эта пара будет считаться конечной, и будут формироваться два последних адрона $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_n$ и $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_j$, если

$$((E+p_z)(E-p_z))_{remaining} = W_{rem}^2 < W_{min}^2 \ . \tag{12.14}$$

W_{min} рассчитывается согласно

$$W_{min} = (W_{min\,0} + m_{\mathrm{q}i} + m_{\mathrm{q}j} + k\, m_{\mathrm{q}n})\,(1 \pm \delta) \ . \tag{12.15}$$

Здесь $W_{min\,0}$ – основной свободный параметр, обычно порядка 1 ГэВ, определяемый так, чтобы давать ровное плато по быстроте (отдельно для каждого типа частиц); при этом значение по умолчанию $k=2$ соответствует полному учету массы конечной пары. Также можно использовать меньшие значения, в зависимости от того, какие критерии используются для определения "наилучшего" объединения цепочки q и $\overline{\mathrm{q}}$. Множитель $1 \pm \delta$, значение которого по умолчанию равномерно распределено между 0.8 и 1.2, обеспечивает размытие значения W_{min}, во избежание разрыва и нефизического обрезания в распределении по инвариантной массе двух конечных адронов. Разумеется, это распределение будет несколько отличаться от распределения любых двух смежных адронов в любом другом месте струны. Вследствие подавления хвост, отвечающий очень большим значениям масс, будет отсутствовать; при движении в сторону нижнего предела будет уменьшаться количество событий, в которых два адрона образуются в покое относительно друг друга.

Эта процедура не работает так же хорошо для тяжелых ароматов, так как она не полностью учитывает более жесткую функцию фрагментации. Поэтому, в дополнение к проверке, проводимой выше, выполняется еще одна проверка для чарм- и более тяжелых ароматов, следующим образом. Если проверка выше разрешает рождение большего числа частиц, то формируются тяжелый адрон $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_n$ и остаток $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_j$. Значение z в разрешенном диапазоне, то есть доля остающейся $E+p_z$, которая может быть передана адрону $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_n$, должно лежать далеко от предельных значений 0 и 1 из-за наличия определенной массы у $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_n$-системы и некоторой минимальной массы у $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_j$-системы. Предельные значения физического диапазона z получаются, когда $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_j$-система состоит только из одной частицы, имеющей в этом случае хорошо определенную поперечную массу $m_\perp^{(0)}$. Из значения z, полученного с применением функции фрагментации для пределов, отвечающих бесконечным значениям энергии, пересчитанное значение z' между этими пределами получается в следующем виде:

$$z' = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{m_{\perp in}^2}{W_{rem}^2} - \frac{m_{\perp nj}^{(0)2}}{W_{rem}^2} + \sqrt{\left(1 - \frac{m_{\perp in}^2}{W_{rem}^2} - \frac{m_{\perp nj}^{(0)2}}{W_{rem}^2}\right)^2 - 4\frac{m_{\perp in}^2}{W_{rem}^2}\frac{m_{\perp nj}^{(0)2}}{W_{rem}^2}}\,(2z-1)\right\} . \quad (12.16)$$

По значению z' можно рассчитать фактическую поперечную массу $m_{\perp nj} \geq m_{\perp nj}^{(0)}$ системы $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_j$. Для более чем одной частицы, рожденной из этой системы, должно выполняться требование

$$M_{\perp nj}^2 = (1-z')\left(W_{rem}^2 - \frac{m_{\perp in}^2}{z'}\right) > (m_{qj} + W_{min\,0})^2 + p_\perp^2 \; . \quad (12.17)$$

Если это не так, то считается, что система $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_j$ формирует только одну частицу.

Следствием процедуры, описанной выше, является тот факт, что при приближении к бесконечному пределу по энергии, и т.к. функция фрагментации $f(z)$ расходится в при $z = 1$, более вероятно, что в этой области будут рождаться только две частицы. В частности, для $\mathrm{t}\overline{\mathrm{t}}$-системы, где ожидается очень большое значение $\langle z\rangle$, состояния с двумя конечными частицами будут доминировать в области существенно выше порога. Процедура выше была построена так, чтобы доля двух частиц рассчитывалась непосредственно из распределения $f(z)$ и (приблизительного) массового спектра, но это не единственный способ. Ряд других испробованных альтернатив для симметричной лундовской функции фрагментации дают, по существу, тот же самый результат, с тем различием, что другие функции фрагментации могут быть более чувствительными к деталям процесса.

Предположим теперь, что два конечных адрона уже выбраны. Если поперечная масса остатка меньше суммы поперечных масс двух конечных адронов, то вся цепочка фрагментации отклоняется, и процедура повторяется от концов q и $\overline{\mathrm{q}}$. Это не приводит ни к какому существенному сдвигу, так как решение, отклонять или нет цепочку фрагментации, зависит только от того, что происходит на самом последнем шаге и определяется забиранием на предпоследнем шаге слишком большого количества энергии, т.е. не зависит от событий на более ранних шагах.

Если, с другой стороны, масса остатка достаточно велика, то имеются два кинематически разрешенных решения для двух конечных адронов: два зеркальных отображения в системе покоя остатка. Кроме того, выбор между этими двумя решениями дается в соответствии с требованием непротиворечивости и может быть осуществлен при изучении струй с бесконечными энергиями. Вероятность обратного упорядочения, то есть когда упорядочение по быстроте и по ароматам не согласованы между собой, параметризуется в виде

$$\mathcal{P}_{reverse} = \frac{1}{2}\left(\frac{m_{\perp in} + m_{\perp nj}}{W_{rem}}\right)^d \; . \quad (12.18)$$

Для симметричной фрагментации упорядочение, как ожидается, будет все более и более строгим при включении все более массивных частиц. В программе поэтому считается, что d – функция масс, $d = d_0(m_{\perp in} + m_{\perp nj})^2$, где d_0 – свободный параметр.

Когда включается также рождение барионов, возникают некоторые специфические проблемы. Сначала рассмотрим ситуацию для $B\overline{B}$. Допустим, в инвариантной итерационной схеме вдали от середины события уже имеется кварк, и нужно выбрать дикварк соответствующего аромата или какую-нибудь другую подходящую конфигурацию. В любом случае выбор нового аромата может быть выполнен с учетом числа состояний **SU(6)**-мультиплетов, доступных для кварк-дикварковой комбинации. Однако для случая, когда последний разрыв $q_n\overline{q}_n$ есть антидикварк-дикварк, веса для формирования $q_i\overline{q}_n$ и $q_n\overline{q}_i$ вводятся в одно и то же время. Мы не знаем, как можно решить эту проблему; в программе сделано следующее: используются веса, как обычно, для бариона $q_i\overline{q}_n$ при выборе q_n, а затем система $q_n\overline{q}_i$ рассматривается как заданная. Если $q_n\overline{q}_i$ оказывается антидикварк-дикварковой комбинацией, то отклоняется вся цепочка фрагментации, так как нам не известно, каким образом формировать соответствующие адроны. Подобная проблема возникает (и решается в подобном же духе) для $BM\overline{B}$-конфигурации, в которой B (или $\overline{B}$) уже выбран как третья и последняя частица, и нужно сгенерировать остальные две. При этом необходимо рассмотреть все возможные пути формирования адрона данного звена цепочки как бариона.

Хотя в процедуре объединения нужно учитывать некоторые практические компромиссы, тот факт, что объединение имеет место в разных частях струны в разных событиях означает, что, по существу, в конце не остается никаких видимых эффектов.

12.2.3 Движение вдоль струны и инфракрасная стабильность

Давайте теперь обсудим струнную модель фрагментации простой $q\overline{q}$-системы струй. Чтобы понять, как эти результаты можно обобщить для произвольных систем струй, сначала необходимо изучить движение партонов вдоль струны в том случае, когда фрагментация не происходит. В дальнейшем мы будем предполагать, что кварки и глюоны – безмассовые, но все аргументы могут быть обобщены без особых проблем и на случай массивных кварков.

Для $q\overline{q}$-события, рассматриваемого в системе ЦМ с полной энергией W, партоны начинают перемещаться в противоположных направлениях, перенося половину энергии каждый. Поскольку они движутся обособленно, их энергия и импульс передаются струне. Когда партоны удаляются друг от друга на расстояние W/κ, вся энергия партонов запасена в струне. Партоны тогда разворачиваются и начинают сближаться с обратными по направлению и равными по модулю первоначальным векторами импульсов. Это соответствует половине полного периода движения струны; вторая половина процесса повторяется зеркальным отображением. Для дальнейших обобщений на мультипартонные системы дается удобное описание энергии и потока импульса в терминах "генов" [Art83], инфинитезимальных пакетов четырехимпульсов, переданных партонами струне. Гены с $p_z = E$, испускаемые из конца q на начальной стадии движения струны, будут двигаться в направлении $\overline{q}$ со скоростью света, а гены с $p_z = -E$, испущенные из $\overline{q}$, будут двигаться в направлении q. Таким образом, в этом простом случае направление движения гена противоположно направлению движения свободной частицы с таким же четырехимпульсом. Это обусловлено натяжением струны. Если система струй рассматривается не в системе ЦМ, работает правило, по которому любой партон производит гены с четырехимпульсом, пропорциональным своему четырехимпульсу, а направление движения любого гена дается направлением импульса встречных генов, то есть генов, испущенных партоном из другого конца определенной части струны. Когда q теряет всю энергию, гены от $\overline{q}$, которые раньше не могли задержать движение q, начинают наталкиваться на него, и q оттягивается обратно, в процессе движения "собирая" гены $\overline{q}$. Когда q и $\overline{q}$ встречаются вновь, они уже полностью обменялись генами по сравнению с начальной ситуацией.

3-струйное событие $q\overline{q}g$ изначально отвечает струнной конфигурации, когда один кусок струны натягивается между q и g, а второй – между g и $\overline{\mathrm{q}}$. Таким образом, гены от g текут к q и $\overline{\mathrm{q}}$. Соответственно, гены q и $\overline{\mathrm{q}}$ текут к g. Когда глюон теряет всю энергию, гены g продолжают перемещаться обособленно и формируются в "среднюю область" полной струны, состоящую из перекрытия генов q и $\overline{\mathrm{q}}$. Две "вершины", разделяющие три области струны, не следует трактовать как глюонные кинки: они не несут никакого импульса.

Если бы эта третья область формировалась во времена, большие характерного времени фрагментации, это не повлияло бы на распределение энергии между различным частицами. Это верно в пределе высоких энергий для хорошо выделяемых партонов. Наоборот, для малой энергии глюона третья область струны появляется рано, и общая струнная конфигурация становится истинно 2-струйноподобной, так как третья область струны состоит из генов q и $\overline{\mathrm{q}}$ и поэтому ведет себя в точности как струна, натянутая непосредственно между q и $\overline{\mathrm{q}}$. В пределе нулевого значения энергии глюона две начальные области струны коллапсируют, и восстанавливается обычный случай 2-х струй. Для коллинеарных глюонов, то есть когда θ_{qg} (или $\theta_{\overline{\mathrm{q}}\mathrm{g}}$) мал, струнная конфигурация также становится 2-струйноподобной. В частности, конец струны q, сдвигаясь на расстояние $\mathbf{p}_{\mathrm{q}}/\kappa$, теряет гены, передавая их струне, и тогда на расстоянии $\mathbf{p}_{\mathrm{g}}/\kappa$ первый кусок струны собирает гены от g, а второй – переизлучает эти гены. В целом струна состоит из пяти различных областей. Окончательный результат приблизительно такой: струнная конфигурация выглядит, как если бы существовал только один партон с энергией $|\mathbf{p}_{\mathrm{q}} + \mathbf{p}_{\mathrm{g}}|$, и опять восстанавливается простой случай с 2 струями в пределе $\theta_{\mathrm{qg}} \to 0$. Эти свойства движения струны объясняют, почему схема струнной фрагментации обладает свойством инфракрасной стабильности относительно излучения мягких или коллинеарных глюонов.

Обсуждение 3-струйных событий можно обобщить и на случай движения вдоль струны с концами q и $\overline{\mathrm{q}}$ и произвольным числом промежуточных глюонных звеньев. Для n партонов и, соответственно, $n-2$ глюонов исходная струна состоит из $n-1$ частей. Каждый раз, когда один из первоначальных глюонов теряет энергию, формируется новая область струны, ограниченная парой "вершин". Когда дополнительные "вершины" встречаются друг с другом, старые области струны исчезают, и рождаются новая, так, чтобы половина периода струны содержала $2n^2 - 6n + 5$ различных областей. Каждую из этих областей можно трактовать просто как построенную из накладывающихся друг на друга (движущихся в противоположных направлениях) генов от двух первоначальных партонов в соответствии с хорошо определенными правилами.

12.2.4 Фрагментация мультипартонной системы

Полный механизм, необходимый для фрагментации мультипартонной системы, очень сложен, он описан подробно в [Sjö84]. Предлагаемая ниже схема не является завершенной, но она и не так сложна. Основная цель привлечения этой схемы – довести до читателя мысль, что существует лоренцевский ковариантный алгоритм для обработки произвольной партонной конфигурации, но необходимый механизм более сложен, чем в кластерной или независимой фрагментации.

Рассмотрим n партонов, упорядоченных вдоль струны и связанных четырехимпульсами, $\mathrm{q}(p_1)\mathrm{g}(p_2)\mathrm{g}(p_3)\cdots\mathrm{g}(p_{n-1})\overline{\mathrm{q}}(p_n)$. Начальная струна тогда содержит $n-1$ отдельных кусков. Кусок струны между кварком и ближайшим глюоном в пространстве четырехимпульсов ограничен с одной стороны четырехимпульсом $p_+^{(1)} = p_1$, а с другой – $p_-^{(1)} = p_2/2$. Множитель 1/2 во втором выражении возникает из-за того, что глюон распределяет свою энергию между двумя кусками струны. Индексы "+" и "−" означают направление к q и $\overline{\mathrm{q}}$-концу, соответственно. Следующий кусок струны, считая от кваркового конца, ограничен $p_+^{(2)} = p_2/2$ и $p_-^{(2)} = p_3/2$, и так далее, для последнего куска имеем $p_+^{(n-1)} = p_{n-1}/2$ и $p_-^{(n-1)} = p_n$.

Для того чтобы алгоритм работал, важно, чтобы все $p_\pm^{(i)}$ располагались на световом конусе, то есть $p_\pm^{(i)2} = 0$. Так как глюоны безмассовые, то здесь только два конечных кварка могут создать проблему. Здесь требуется процедура для конструирования векторов $p_\pm$ для каждого из двух концов области, определяемых как линейные комбинации из старых $p_\pm$ для той же области с такими коэффициентами, чтобы новые векторы лежали на световом конусе. Фактически, это соответствует замене массивного кварка в конце куска струны на безмассовый кварк в конце несколько более длинного куска. За исключением фиктивной добавки, которая в любом случае полностью уходит на рождение тяжелого адрона из тяжелого кварка, движение струны остается неизменным при такой операции.

При непрерывном движении струны, когда с течением времени появляются новые области, первые (по времени возникновения) такие области можно представить ограниченными четырехвекторами, состоящими из одного $p_+^{(j)}$ и одного $p_-^{(k)}$, с j и k, не обязательно идущими подряд. Например, в событии $\mathrm{qg\overline{q}}$ третья область струны ограничена $p_+^{(1)}$ и $p_-^{(3)}$. На более поздних шагах эволюции струны также можно получить области, ограниченные векторами, сделанными из двух p_+ или двух p_- импульсов. Такие области возникают, когда конечный кварк потерял весь первоначальный импульс, получил импульс от глюона и теперь снова испускает такой же импульс. Практически этими областями можно пренебречь. Поэтому в программе рассматриваются только куски с векторами, сделанными из пары импульсов $(p_+^{(j)}, p_-^{(k)})$.

Допустим, что области струны можно упорядочить в абстрактной плоскости параметров, где (j, k) – индексы пар четырехимпульсов – определяют положение каждой области по двум осям координат. В этой плоскости процедура фрагментации может быть описана как последовательность шагов, начинающихся в кварковом конце, где $(j, k) = (1, 1)$, и заканчивающихся в антикварковом, где $(j, k) = (n-1, n-1)$. Каждый шаг считается от вершины рождения ”старой” пары $\mathrm{q}_{i-1}\overline{\mathrm{q}}_{i-1}$ до вершины рождения ”новой” пары $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$, и кусок струны между этими двумя разрывами представляет собой адрон. Некоторые шаги могут делаться в пределах одной и той же области, в то время как другие могут иметь одну вершину в одной области, а другую – в другой. Требование непротиворечивости наряду с сохранением энергии-импульса диктует, что область значений j и k вершин упорядочена в монотонной последовательности, и положения вершин монотонно упорядочены внутри каждой области. Четырехимпульс каждого адрона можно получить из значений импульсов p_+ (p_-), проектируя расстояние между старой и новой вершиной на ось j (k). Если доля четырехимпульса $p_\pm^{(i)}$, принятая адроном, обозначается $x_\pm^{(i)}$, то полный четырехимпульс адрона дается

$$p = \sum_{j=j_1}^{j_2} x_+^{(j)} p_+^{(j)} + \sum_{k=k_1}^{k_2} x_-^{(k)} p_-^{(k)} + p_{x1}\hat{e}_x^{(j_1k_1)} + p_{y1}\hat{e}_y^{(j_1k_1)} + p_{x2}\hat{e}_x^{(j_2k_2)} + p_{y2}\hat{e}_y^{(j_2k_2)} \ , \tag{12.19}$$

для шага из области (j_1, k_1) в область (j_2, k_2). При необходимости $x_+^{(j)}$ может быть положена равной единице для $j_1 < j < j_2$, и то же верно для $x_-^{(k)}$.

Пары (p_x, p_y) – поперечные импульсы, рождаемые при двух разрывах струны, а пары $(\hat{e}_x, \hat{e}_y)$ – четырехвекторы, перпендикулярные направлениям струны в областях, соответствующих разрывам струны:

$$\begin{gathered} \hat{e}_x^{(jk)2} = \hat{e}_y^{(jk)2} = -1 \ , \\ \hat{e}_x^{(jk)}\hat{e}_y^{(jk)} = \hat{e}_{x,y}^{(jk)} p_+^{(j)} = \hat{e}_{x,y}^{(jk)} p_-^{(k)} = 0 \ . \end{gathered} \tag{12.20}$$

Тот факт, что адрон должен быть на массовой поверхности, $p^2 = m^2$, накладывает ограничение на место струны, где может быть новый разрыв, при условии, что старый уже известен, в точности как как ур. (12.3) определяет это в простом случае с 2 струями. Оставшаяся степень свободы, как и прежде, должна определяться функцией фрагментации $f(z)$. Интерпретация z хорошо определена только для шага, полностью находящегося в одной из начальных областей струны, однако этого не достаточно. В случае с 2 струями значения z могут быть связаны с инвариантными временами разрывов струны следующим образом. Переменная $\Gamma = (\kappa\tau)^2$, с κ – натяжением струны и τ – инвариантным временем между вершиной рождения партонов и точкой разрыва, удовлетворяет итерационному соотношению вида

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= 0 \ , \\ \Gamma_i &= (1 - z_i)\left(\Gamma_{i-1} + \frac{m_{\perp i}^2}{z_i}\right) \ . \end{aligned} \tag{12.21}$$

Здесь Γ_0 дает значение в концевых точках q и $\overline{\mathrm{q}}$, а Γ_{i-1} и Γ_i – значения в старой и новой точках разрыва, где должен рождаться адрон с поперечной массой $m_{\perp i}$, и значением z_i на i-м шаге, выбранным в соответствии с $f(z_i)$. Инвариантное время может быть определено однозначно по границам между различными областями струны, так что для мультиструйных событий переменная z может интерпретироваться только как вспомогательная переменная, необходимая для определения следующего значения Γ. (Для производной от лундовской симметричной функции фрагментации переменная Γ появляется естественным образом, так что выбор не так произволен, как это может показаться.) Ограничений на массу и Γ вместе достаточно для определения, где должен выбираться следующий разрыв струны, при использовании итерационной схемы. Фактически, остается некоторая неопределенность, не влияющая на общую картину.

Алгоритм обнаружения следующего разрыва тогда работает примерно так. Выбирается адрон, $p_\perp$ и z и вычисляется следующее значение Γ. Если старый разрыв находится в области (j,k), и новый разрыв также считается находящимся в той же области, то ограничения на m^2 и Γ могут быть переформулированы в терминах долей $x_+^{(j)}$ и $x_-^{(k)}$ полных четырехимпульсов $p_+^{(j)}$ и $p_-^{(k)}$, переданных адрону:

$$\begin{aligned} M^2 = &\ \ c_1 + c_2 x_+^{(j)} + c_3 x_-^{(k)} + c_4 x_+^{(j)} x_-^{(k)} \ , \\ \Gamma = &\ \ d_1 + d_2 x_+^{(j)} + d_3 x_-^{(k)} + d_4 x_+^{(j)} x_-^{(k)} \ . \end{aligned} \tag{12.22}$$

Здесь коэффициенты c_n – действительно простые выражения, получаемые при возведении в квадрат ур. (12.19), а d_n – несколько более сложные, т.к. они зависят от положения старого разрыва струны, но и c_n, и d_n можно вычислить в явном виде. Таким образом, остается система уравнений с двумя неизвестными $x_+^{(j)}$ и $x_-^{(k)}$. Отсутствие квадратичных членов обусловлено тем, что все $p_\pm^{(i)2} = 0$, то есть выбором формулировки задачи на световом конусе. Из двух возможных решений системы уравнений (устранение одной переменной дает уравнение второй степени для другой) одно – нефизическое и может быть отвергнуто сразу. Другое решение проверяется на предмет того, располагаются ли значения $x_\pm$ внутри физически разрешенной области, то есть верно ли, что сумма значения $x_\pm$ текущего шага и уже найденных значений на предыдущих шагах меньше единицы. Если это так, то решение найдено. Если нет, это может быть потому, что разрыв не может произойти внутри изучаемой области, то есть потому, что система уравнений была решена для "неправильной" области. Поэтому нужно изменить индекс j или k на один шаг выше, то есть перейти в следующую, ближайшую область струны. В этой новой области можно написать новую систему уравнений типа ур. (12.22) с новыми коэффициентами. Потом находится и проверяется новое решение, и так далее, пока не будет найдено физически приемлемое решение. Четырехимпульс адрона тогда дается выражением типа (12.19). Найденный разрыв определяет начальную точку для нового шага в цепочке фрагментации, и так далее до заключительного объединения в середине, выполняемого, как в случае с 2 струями, с незначительными изменениями.

12.3 Независимая фрагментация

Подход независимой фрагментации (НФ) относится к началу семидесятых годов [Krz72] и получил широкое распространение после статьи Фильда и Фейнмана [Fie78]. Впоследствии НФ послужила основой для двух широко используемых программ, базирующихся на ранних данных с PETRA/PEP – Hoyer [Hoy79] и Ali [Ali80]. JETSET имеет в виде опций (не по умолчанию) широкий выбор алгоритмов НФ.

12.3.1 Фрагментация отдельной струи

В алгоритмах НФ принимается, что фрагментация произвольной системы партонов может быть описана как несвязная сумма независимых процедур фрагментации каждого партона по отдельности. Процесс должен выполняться в системе ЦМ всей системы струй, где ось фрагментации каждой струи определяется направлением движения партона в этой системе.

Аналогично случаю струнной фрагментации может использоваться итерационный анзац для описания последовательного рождения адронов одного за другим. Предположим, что кварк после участия в некотором жестком процессе несет хорошо определенное количество энергии и импульса. Тогда струя от этого кварка q разделяется на адрон $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}_1$ и струю остатка q_1, по существу, коллинеарных друг другу. Ароматы нового кварка и адрона выбираются по схеме, описанной выше. Распределение энергии и импульса между этими частями дается некоторым распределением вероятности $f(z)$, где z – доля, переданная адрону, а $(1-z)$ – доля струйного остатка. Струйный остаток считается уменьшенной копией первоначальной струи в некотором среднем смысле. Таким образом, процесс последовательного отщепления адронов может происходить итерациями. В частности, функция $f(z)$ считается одинаковой на каждом шаге, то есть она не зависит от остающейся доли энергии. Если z интерпретируется как доля суммы энергии и продольного импульса струи относительно оси $E + p_L$, то это приводит к ровному плато в центральной области по псевдобыстроте dn/dy для больших начальных энергий.

Функции фрагментации могут быть выбраны из списка, приведенного выше для струнной фрагментации, и при этом по умолчанию будет выбираться лундовская симметричная функция фрагментации.

Обычная интерпретация z означает, что выбор значения z, близкого к 0, соответствует частице, движущейся назад, то есть имеющей $p_L < 0$. Имело бы смысл разрешить только рождение частиц с $p_L > 0$, но тогда ограничения, налагаемые непосредственно на значения z, разрушили бы инвариантность относительно продольных смещений. Наилучший способ заключается в том, чтобы разрешить все значения z, но в процессе фрагментации отклонять адроны с $p_L < 0$. При этом аромат, поперечный импульс и $E + p_L$, переносимые такими адронами, "теряются". Средняя энергия последней струи при таком способе получается приблизительно верной, с размытием в 1 - 2 ГэВ относительно среднего значения.

Однако продольный импульс струи уменьшается, так как струя приобретает эффективную массу в процессе фрагментации. Для случая двух струй этот эффект не проявляется, по крайней мере, в среднем, т.к. импульс компенсирующего партона с противоположной стороны также уменьшается.

В дополнение к локальному сохранению аромата при расщеплении $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$ также принимается, что имеется локальное сохранение поперечного импульса, т.е. $p_\perp$ пары $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$ в целом считается равным нулю. Значения $p_\perp$ струи q считаются распределенным по Гауссу по двум поперечным степенями свободы по отдельности, и поперечный импульс адрона дается суммой поперечных импульсов образующих его кварков.

В рамках схемы НФ не имеется никакого универсального рецепта для обработки фрагментации глюонной струи. Одна из возможностей состоит в том, чтобы обращаться с такой струей точно так же, как с кварковой, выбирая начальный аромат кварка случайным образом из u, $\overline{\mathrm{u}}$, d, $\overline{\mathrm{d}}$, s и $\overline{\mathrm{s}}$, учитывая обычный фактор подавления s-кварка. Так как предполагается, что глюонная струя фрагментирует более мягко, чем струя от кварка, то функция фрагментации может быть выбрана произвольно. Другой подход заключается в расщеплении струи g в пару параллельных q и $\overline{\mathrm{q}}$ с распределением энергии между компонентами, например, как в случае перехода $\mathrm{g} \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$ в рамках перенормируемой КХД, то есть с $f(z) \propto z^2 + (1-z)^2$. При желании функция фрагментации по-прежнему может быть выбрана независимо. Далее в любом из перечисленных случаев значение $p_\perp$ при фрагментации может быть выбрано так, чтобы иметь различные средние значения.

12.3.2 Фрагментация системы струй

В системе с большим количеством струй каждая из них фрагментирует независимо. Так как каждая струя по отдельности не удовлетворяет законам сохранения аромата, энергии и импульса, то это же верно и для всей системы струй. Поэтому по окончании генерации используются специальные алгоритмы для исправления положения. Выбор подхода влияет, главным образом, на форму события и определение α_s [Sjö84a].

Вопросу сохранения аромата обычно уделяется не слишком большое внимание, и предлагается всего одна схема компенсации. После фрагментации всех струй, выполненной для каждой струи отдельно, ряд начальных ароматовых сочетаний, то есть число u-кварков минус число $\overline{\mathrm{u}}$-кварков и т.д. сравнивается с набором ароматов в конечном состоянии. В случае дисбаланса этих значений исключаются ароматы, дающие адрон с самым малым трехимпульсом, и производится повторная оценка. Если остающийся дисбаланс можно скомпенсировать подходящим выбором новых ароматов для этого адрона, то выбираются соответствующие ароматы, и вычисляются новые значения массы и энергии. При этом сохраняется значение трехимпульса первоначального адрона. Если исключения ароматов адрона с самым малым импульсом не достаточно, то исключаются ароматы адрона со следующим по величине значением импульса, и так далее, пока не будет получена достаточная свобода для маневра, после чего необходимые ароматы вновь объединяются случайным образом, формируя новые адроны. Иногда требуется создать одну дополнительную пару $\mathrm{q}_i\overline{\mathrm{q}}_i$, которая выбирается с учетом обычных значений вероятностей.

Для сохранения энергии и импульса было изобретено несколько различных схем. В одной из них [Hoy79] требуется локальное сохранение значения поперечного импульса в пределах каждой струи так, чтобы конечный вектор импульса струи всегда был параллелен вектору импульса соответствующего партона. Тогда можно пересчитать продольные импульсы для отдельных частиц в каждой струе, так что отношение пересчитанного таким образом импульса струи к импульсу начального партона будет одинаковым для всех струй. Так как импульсы начальных партонов взаимно компенсировались, то такое же условие должно выполняться для полученных адронов. Коэффициенты, на которые умножаются импульсы, могут быть выбраны так, чтобы значение энергии также получалось правильным. В другом подходе [Ali80] нужно сместить событие в систему, где полный импульс адрона равен нулю. После этого сохранение энергии можно обеспечить, умножив трехимпульсы всех частиц на некоторый общий коэффициент.

Число возможных схем бесконечно. В программе представлены две следующих опции. В первой сначала нужно сместить все трехимпульсы частиц так, чтобы полное значение импульса равнялось нулю, и после этого умножить все значения на те же коэффициенты, что и выше. В другой нужно сместить все трехимпульсы так, чтобы для каждой частицы значение импульса было бы пропорционально продольной массе в направлении нескомпенсированности импульсов, а значение полного импульса выбирается в соответствии с требованием сохранения импульса и коэффициентами, как и раньше. Кроме того, имеется выбор, как трактовать выделенные цветовые синглеты (типа $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}'$ и $\mathrm{q}''\overline{\mathrm{q}}$ в $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}\mathrm{q}''\overline{\mathrm{q}}'$ событии) – по отдельности или как единую большую систему.

Серьезная концептуальная слабость приближения НФ заключается в нарушении лоренц-инвариантности. Результат процедуры фрагментации зависит от выбранной системы координат, и проблема сводится к требованию осуществления фрагментации всегда в системе ЦМ. Это является последовательной процедурой для 2-х струйных событий, но для мультиструйных это – только техническая уловка.

Однако нужно отметить, что существует лоренц-инвариантное обобщение модели независимой фрагментации, в котором используются отдельные струны "глюонного" и "кваркового" типов, Montvay схема [Mon79]. Кварковая струна характеризуется обычной постоянной струны κ, а глюонная струна считается имеющей постоянную κ_{g}. Если $\kappa_{\mathrm{g}} > 2\kappa$, то энергетически выгодно разорвать глюонную струну на два кварка и использовать обычную струнную лунд-модель. В противном случае для $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}\mathrm{g}$ 3-струйного события три различных куска струны объединяются на одном стыке (вершине). Динамика этой вершины определяется суммарным воздействием на нее натяжений трех соответствующих струн. В частности, всегда можно сместить событие в систему, где стык находится в покое. Эта система характеризуется многими чертами стандартной инвариантной НФ трех струй; кроме того, правильная обработка автоматически обеспечивала бы сохранение аромата, импульса и энергии. К сожалению, подобная простота теряется при изучении событий с несколькими глюонными струями. В общем случае каждое событие будет содержать набор различных стыков, приводящих к полипоидной форме с несколькими кварковыми и глюонными струнами, "приклеенными" к скелетным глюонным струнам.

Для получения начального представления о том, что значит такой вид схемы для 3-струйных событий в e^+e^--столкновениях, может быть предложен следующий очень упрощенный метод обработки, использующий схему, уже обеспеченную подпрограммой независимой фрагментации. Считается, что все струны системы соединяются в одном и том же стыке. Тогда систему отсчета, в которой этот стык находится в покое, можно найти при помощи итерационной процедуры. Оказывается, что итерационная схема неустойчива при возникновении партона с (почти) нулевым импульсом в системе покоя стыка. Так как такой партон в любом случае не влияет на продольное движение стыка, эффективное натяжение струны уменьшается линейно для партонов с импульсами меньше 2 ГэВ. Когда система покоя найдена, все партоны фрагментируют независимо в этой системе. Результирующий продукт смещается обратно в систему ЦМ для (выборочного) сохранения аромата, импульса и энергии.

Вторая концептуальная слабость НФ – проблема коллинеарных расходимостей. В картине партонного ливня, когда кварк или глюон начинает ветвление в несколько сколлимированных партонов, независимая фрагментация одного партона или коллинеарного банча дает весьма различные результаты, в частности, большую множественность адронов в последнем случае. Это приводит к тому, что нужно конструировать другой набор функций фрагментации в случае ливня, чтобы охватить и эту проблему (локальная партон-адронная дуальность [Dok89] тогда будет соответствовать $f(z) = \delta(z-1)$).

12.4 Другие аспекты фрагментации

Рассмотрим теперь два аспекта, касающиеся обеих схем фрагментации, как струнной, так и независимой.

12.4.1 Системы с малой массой

Иногда струйная система имеет слишком малую инвариантную массу для использования обычных схем фрагментации струй. Это особенно серьезная проблема при рассмотрении ливней, так как два близлежащих перехода типа $\mathrm{g} \to \mathrm{q}''\overline{\mathrm{q}}'$ могут привести к образованию промежуточной маломассовой синглетной по цвету системы. Тогда перед обычной фрагментацией нужно включить необязательный дополнительный шаг, чтобы отловить ситуации такого вида. Сначала определяется значение массы для системы струй с самой малой инвариантной массой минус значение массы конечных кварков. Если это значение также оказывается слишком малым для фрагментации струй, то осуществляется попытка расщепления системы на два адрона с рождением новой пары $\mathrm{q}_n\overline{\mathrm{q}}_n$ (с q_n, выбранным согласно стандартной схеме фрагментации, так, что разрешено, например, также образование дикарков) и правильным учетом заданных ароматов конечных кварков. Если сумма масс двух таким образом построенных адронов меньше полной инвариантной массы, то выполняется простой изотропный двухчастичный распад. Если же нет, то конечные ароматы объединяются в один адрон. Затем находится партон (или адрон), который при учете вместе с системой струй имеет наибольшую инвариантную массу. После этого выполняется минимальная передача четырехимпульса, которая перемещает адрон на массовую поверхность, оставляя массу партона неизменной. После этого можно снова искать систему струй с малой массой и, при необходимости, продолжать итерации процедуры, описанной выше. Эта упрощенная процедура может рассматриваться как "кластерная фрагментация для бедных", то есть кластер и струна с малой массой рассматриваются как более-менее одно и то же.

12.4.2 Эффект Бозе–Эйнштейна

В программу по умолчанию включена опция для грубого моделирования эффекта Бозе–Эйнштейна. Детальная физика здесь не так хорошо известна, см. например, [Lör89]. Предлагается алгоритм, который есть нечто большее, чем просто параметризация (так как делаются очень специфические предположения и допущения), и все же меньшее, чем истинная модель (так как фундаментальная физическая картина довольно нечеткая). В этой схеме фрагментация может идти как обычным путем, так и через распад короткоживущей частицы типа ρ. Тогда по очереди рассматриваются пары идентичных частиц, скажем, π^+. Вычисляется значение Q_{ij} пары i и j,

$$Q_{ij} = \sqrt{(p_i + p_j)^2 - 4m^2}\ , \tag{12.23}$$

где m – полная масса частиц. После этого надо найти меньшее Q'_{ij} такое, чтобы для бесконечной статистики отношение смещенного распределения $C_2(Q)$ к начальному распределению Q определялось бы требуемой параметризацией. Форма может быть выбрана в виде экспоненты или гауссиана,

$$C_2(Q) = 1 + \lambda \exp\left(-(Q/d)^r\right), \qquad r = 1 \text{ или } 2\ . \tag{12.24}$$

(Фактически, распределение должно опуститься чуть ниже единицы при значениях Q вне области бозе-роста, для сохранения полной множественности.) Если инклюзивное распределение значений Q_{ij} считается зависящим только от фазового объема, по крайней мере, при малом относительном импульсе, тогда, с $d^3p/E \propto Q^2\,dQ/\sqrt{Q^2+4m^2}$, значение Q'_{ij} находится как решение уравнения

$$\int_0^{Q_{ij}} \frac{Q^2\,dQ}{\sqrt{Q^2+4m^2}} = \int_0^{Q'_{ij}} C_2(Q)\,\frac{Q^2\,dQ}{\sqrt{Q^2+4m^2}}\ . \tag{12.25}$$

Изменение Q_{ij} может быть переведено в эффективный сдвиг трехимпульсов двух частиц, если использовать дополнительное ограничение, что значение полного трехимпульса каждой пары не изменяется в системе ЦМ события. Только после того, как вычислены все сдвиги импульсов пар относительно первоначальных импульсов, выполняется фактический сдвиг импульсов всех частиц на суммарное вычисленное значение. Полная энергия события в процессе несколько уменьшается, что компенсируется повторным вычислением всех векторов импульсов в системе ЦМ. Наконец, возобновляется цепь распадов более долгоживущих частиц типа π^0.

Здесь нужно дать два комментария. Эффект Бозе–Эйнштейна интерпретируется почти как классическая сила, действующая на "конечное состояние", а не как квантово-механический эффект для амплитуды рождения. Это не кредо, а только анзац, принятый для упрощения вычислений. Кроме того, так как рассматриваются только парные взаимодействия, оценки эффектов, связанных с тремя или более близко расположенными частицами, завышаются. (Более точные, но и требующие больше времени методы могут быть найдены в [Zaj87].) Таким образом, начальное λ может выбираться меньшим, чем ожидаемое на выходе. С другой стороны, много пар в событии содержит по крайней мере одну частицу, рожденную в некоторой вторичной вершине, подобно распаду D. Это уменьшает долю пар, которые могут давать вклад в эффект Бозе–Эйнштейна, и, таким образом, уменьшает потенциальный сигнал. Поэтому эта опция должна использоваться осторожно, и только как первое приближение при описании эффекта Бозе–Эйнштейна.

Глава 13

Частицы и распады

Частицы – строительные блоки, из которых конструируются события. Мы здесь используем слово "частица" в самом широком смысле, то есть включая партоны, резонансы, адроны и так далее, подгруппы мы будем описывать ниже. Каждая частица характеризуется некоторыми числами, типа заряда и массы. Кроме того, многие частицы нестабильны и распадаются за некоторый промежуток времени. Эта глава содержит обзор состава и некоторых принятых свойств частиц, включенных в программу. В частности, обсуждается обработка распадов. Некоторые свойства частиц и распадов составляют часть описания жесткого процесса, и поэтому приведены в главах 6, 7 и 8.

13.1 Состав частиц

Чтобы описать и текущую, и потенциальную будущую физику, требуется ряд различных частиц. Список некоторых частиц, наряду с их кодами, дается в разделе 5.1. Поэтому здесь мы акцентируем внимание на общих положениях, не касаясь деталей.

В программу включены четыре полных поколения кварков и лептонов, хотя результаты с LEP определенно говорят о том, что только три из них реально существуют в природе. Не имеется никакой стандартной терминологии для четвертого поколения; мы используем l для кварков нижнего типа, h – для кварков верхнего типа, χ – для лептонов и ν_χ – для нейтрино. Кварки могут рождаться отдельно или в парах; последние называются дикварками и характеризуются содержанием ароматов и значением спина. Дикварки всегда считаются находящимися в цветном антитриплетном состоянии.

Из цветных кварков (и дикварков) можно формировать нейтральные по цвету адроны. Включены шесть полных мультиплетов мезонов и два – барионов, см. раздел 12.1. Кроме того, K_S^0 и K_L^0 рассматриваются как отдельные частицы, получающиеся при "распаде" K^0 и $\overline{\mathrm{K}}^0$ (или, иногда, рожденные непосредственно).

Другие частицы стандартной модели есть глюон g, фотон γ, промежуточные калибровочные бозоны Z^0 и $\mathrm{W}^\pm$ и хиггс стандартной модели H^0. Нестандартные частицы включают в себя дополнительные калибровочные бозоны Z'^0 и $\mathrm{W}'^\pm$, дополнительные хиггс-бозоны H'^0, A^0 и $\mathrm{H}^\pm$, лептокварк L_Q и горизонтальный калибровочный бозон R^0. Также можно использовать коды частиц последнего, четвертого поколения фермионов для представления возбужденных состояний кварков и лептонов, q^* и ℓ^*.

С точки зрения использования внутри программ частицы можно разделить на три класса, частично перекрывающихся друг с другом.

1. Партон – общее определение любого объекта, для которого можно определить волновую функцию, как для входящей пучковой частицы, и который может участвовать

в ливнях в начальном и конечном состоянии. Это определение включает частицы, которые обычно считаются партонами, то есть кварки и глюоны, а также лептоны и фотоны. В некоторых случаях другие частицы также могут классифицироваться как партоны в этом смысле.

2. Резонанс – нестабильная частица, получаемая как часть жесткого процесса, и также являющаяся частью жесткого процесса в случае, когда обработка распада осуществляется как обычно. Парциальные ширины резонансов вычисляются по теории возмущений, и поэтому можно динамически пересчитывать сечение рождения как функцию массы резонанса. Резонансами считаются частицы типа Z^0 и других массивных калибровочных бозонов и хиггсов. Сюда не включаются адроны с ненулевой шириной, типа ρ, которые называются "нестабильными адронами".
3. Адроны, то есть мезоны и барионы, рождаемые в процессе фрагментации при вторичных распадах или как часть обработки пучкового остатка, но не непосредственно как часть жесткого процесса (кроме нескольких специальных случаев). Адроны могут быть стабильными или нестабильными. Сечение рождения считается невычисляемым в рамках теории возмущений и может регулироваться свободно. Лептоны и фотоны, рожденные в распадах, также принадлежат к этому классу.

Обычно подразделение, приведенное выше, облегчает понимание и дает возможность управления входными данными процесса. Однако следование этой классификации для рождения топ-кварка и фермионов четвертого поколения может привести к некоторому беспорядку, как уже упоминалось в параграфе 8.2.2. Проблема состоит в том, что топ-кварк трактуется не как как резонанс, а фрагментирует в адроны, которые впоследствии распадаются. Этот подход был разумным в прошлые годы, когда масса топ-кварка считалась весьма малой по современным понятиям. Однако при использовании текущих ограничений на значение массы получаем, что фрагментация и распад топ-кварка происходят при сопоставимых временных масштабах, и обработка становится все более трудной (см., например, [Sjö92a] относительно различных прикидочных моделей). Начиная со значения массы порядка 120 ГэВ, время распада топ-кварка становится настолько малым, что никакие топ-адроны вообще не успевают сформироваться, и тогда описание топ как истинного резонанса было бы наиболее соответствующим, с учетом некоторых усложнений, вызванных наличием цветового заряда. В будущем мы намереваемся обеспечить опцию такого вида. Появление промежуточных топ-адронов в описании не очень сильно влияет на форму события, даже для очень тяжелого топ-кварка. Главное следствие заключается в том, что включение только некоторых мод распада топ-кварка не уменьшает сечение рождения, в отличие от случая резонансов типа Z^0 при обработке в PYTHIA.

13.2 Массы, ширины и времена жизни частиц

13.2.1 Массы

Массы кварков не особенно хорошо определены. В программе необходимо использовать два вида масс – блоковые (конституентные) и токовые (взятые из алгебры токов). Первые значения уместны для определения кинематики жестких процессов (например, в $gg \to c\bar{c}$) и констант связи с хиггсом и поэтому непосредственно влияют на величину сечения. Эти значения сохраняются в стандартном массиве `PMAS`. Блоковые массы используются для получения масс адронов и сохраняются отдельно в массиве `PARF`. Мы поддерживаем это различие для пяти первых ароматов, используя следующие значения по умолчанию:

Кварк	Токовая масса	Блоковая масса
d	0.0099 ГэВ	0.325 ГэВ
u	0.0056 ГэВ	0.325 ГэВ
s	0.199 ГэВ	0.5 ГэВ
c	1.35 ГэВ	1.6 ГэВ
b	5.0 ГэВ	5.0 ГэВ

Для топ- и кварков четвертого поколения различие не так важно, так что используется только один набор значений масс, а именно, `PMAS`. Масса топ-кварка по умолчанию – 120 ГэВ. Блоковые массы для дикварков определены как сумма масс соответствующих кварков. Глюон всегда считается безмассовым.

Массы частиц в случае, когда они известны, взяты из [PDG88]. Гипотетические частицы типа четвертого поколения фермионов и хиггсов расширенной стандартной модели имеют некоторые разумные значения по умолчанию, в смысле информации, которой располагает физика в настоящее время, и в предположении, что поиск будет осуществляться в не слишком отдаленном будущем. Здесь предполагается, что вы будете входить и изменять значения по умолчанию в соответствии с собственным мнением в начале прогона.

Полное число адронов в программе очень велико, причем многие еще не обнаружены (подобно чарм- и боттом-барионам), а другие могут и не существовать реально (адроны четвертого поколения). В частности, в последнем случае было бы чрезвычайно полезно иметь формулы для вычисления массы адрона вновь каждый раз, когда изменяется предполагаемая масса кварка. Поэтому массы все еще не обнаруженных мезонов и барионов в случае необходимости получаются с использованием значений блоковых масс. Для этой цели применяются формулы типа [DeR75]

$$m = m_0 + \sum_i m_i + k\, m_{\mathrm{d}}^2 \sum_{i<j} \frac{\langle \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \rangle}{m_i\, m_j} \, , \qquad (13.1)$$

то есть один постоянный член, сумма по блоковым массам и член, отвечающий спин-спиновому взаимодействию для каждой пары кварков в адроне. Постоянные m_0 и k получены фитированием от известных значений масс, рассматривая мезоны и барионы по отдельности. Для мезонов с орбитальным угловым моментом $L = 1$ спин-спиновое зацепление считается нулевым, и фитируется только m_0. Так же можно определить "блоковые массы дикварков", используя формулы выше, с k, вычисленным для 2/3 бариона. Значения по умолчанию:

Мультиплет	m_0	k
псевдоскаляры и векторы	0.	0.16 ГэВ
аксиальные векторы ($S = 0$)	0.50 ГэВ	0.
скаляры	0.45 ГэВ	0.
аксиальные векторы ($S = 1$)	0.55 ГэВ	0.
тензоры	0.60 ГэВ	0.
барионы	0.11 ГэВ	0.048 ГэВ
дикварки	0.077 ГэВ	0.048 ГэВ

Имеется одно исключение из правила – нейтральные по ароматам мезоны, то есть состояния тяжелых кварк-антиткварковых пар. Для каждого такого мезона масса определяется индивидуально, и тут нужно действовать с известной гибкостью.

13.2.2 Ширины распадов

Ширина распада вычисляется в рамках теории возмущений для тех резонансов, которые появляются в PYTHIA при использовании механизма генерации жесткого процесса.

Ширина используется при выборе масс в жестких процессах согласно релятивистской формуле Брейта–Вигнера. В большом количестве процессов ширина может зависеть от $\hat{s}$, см. раздел 7.3.

Для масс других частиц, как обсуждалось до сих пор, были установлены значения, равные номинальным, то есть уширение масс отсутствует для короткоживущих частиц типа ρ, K^* или Δ. Описать форму резонанса ρ гораздо труднее, чем, например, форму Z^0, так как пороговые эффекты и непертурбативные явления искажают инвариантную форму. Значение массы ρ ограничено снизу из распада $\rho \to \pi\pi$, а также, например, из распада $\phi \to \rho\pi$. В некоторых цепочках распадов возникает проблема нескольких выборов значений масс, связанных между собой, например $\mathrm{a}_2 \to \rho\pi$, где a_2 также имеет достаточную ширину. Наконец, имеются некоторые чрезвычайные случаи, подобно f_0, который имеет номинальную массу ниже порога KK и хвост распределения, продолжающийся за порог, что обеспечивает ненулевое сечение распада в KK-канале.

С учетом этих и некоторых других примеров не было сделано никакой попытки обеспечить полное описание. Вместо этого используется упрощенное описание, которое должно быть достаточным для определения общего размытия событий из-за массового уширения, но которое, возможно, не является достаточным для детального изучения конкретного резонанса. Поэтому по умолчанию адроны имеют массовые распределения в соответствии с нерелятивистской брейт-вигнеровской формой

$$\mathcal{P}(m)\,dm \propto \frac{1}{(m-m_0)^2+\Gamma^2/4}\,dm\ . \tag{13.2}$$

Лептоны и резонансы, которые не были обработаны аккуратно с использованием механизма генерации жестких процессов, распределены в соответствии с релятивистской формой Брейта-Вигнера

$$\mathcal{P}(m^2)\,dm^2 \propto \frac{1}{(m^2-m_0^2)^2+m_0^2\Gamma^2}\,dm^2\ , \tag{13.3}$$

m_0 и Γ есть номинальная масса и ширина частицы. Брейт-вигнеровская форма симметрично усекается, $|m-m_0|<\delta$, с δ, произвольно выбранным для каждой частицы так, чтобы не возникло никаких проблем в распадных цепочках. Можно выключить уширение массы, а также использовать всюду как нерелятивистскую, так и релятивистскую брейт-вигнеровские формы.

Проблема f_0 была "решена" изменением массы f_0 так, чтобы она была чуть выше порога KK, и распределение имело почти нулевую ширину. Тогда кинематика распадов $\mathrm{f}_0 \to \mathrm{KK}$ разумно хорошо моделируется. При этом масса f_0 получается слишком большой в канале $\mathrm{f}_0 \to \pi\pi$, но это не имеет реального значения, так как в данном случае она существенно выше порога рождения пары.

13.2.3 Времена жизни нестабильных частиц

Ясно, что время жизни и ширина распада частицы обратно пропорциональны. Для практических приложений, однако, любая частица с ненулевой шириной распада достаточно близко к вершине своего рождения не представляет никаких проблем для обработки с точки зрения времени жизни. Поэтому в программе эти два аспекта рассматриваются по отдельности. Для частиц с ненулевым номинальным инвариантным временем жизни $\tau_0 = \langle\tau\rangle$ фактическое время жизни получается в соответствии с формулой

$$\mathcal{P}(\tau)\,d\tau \propto \exp(-\tau/\tau_0)\,d\tau\ , \tag{13.4}$$

то есть для распада принята простая экспоненциальная зависимость. Так как программа использует единицы измерений, где скорость света $c \equiv 1$, а пространственные размеры указываются в мм, то фактически размерность $c\tau_0$ есть мм, а τ_0 – мм/с $\approx 3.33 \times 10^{-12}$ с.

Если частица рождается в вершине $v = (\mathbf{x}, \mathbf{t})$ с импульсом $p = (\mathbf{p}, \mathbf{E})$ и временем жизни τ, положение вершины распада дается формулой

$$v' = v + \tau \frac{p}{m} , \tag{13.5}$$

где m – масса частицы. Поэтому обычно можно, с учетом первичного взаимодействия, конструировать все вторичные вершины параллельно с обычной обработкой резонанса.

Формула выше не учитывает никаких эффектов от детектора, типа магнитного поля. Поэтому можно остановить цепочку распадов в некоторой подходящей точке и перенести всю последующую обработку распада в программу моделирования детектора. Можно выбрать условие, что частицам разрешен распад только в том случае, если их номинальное время жизни τ_0 короче, чем некоторое заданное значение, или если вершина распада $\mathbf{x}'$ находится внутри некоторого сферического или цилиндрического объема вокруг точки рождения.

13.3 Распады

В программе используется несколько различных видов обработки распадов, в зависимости от природы распада. Здесь не обсуждаются распады резонансов, которые трактуются как часть жесткого процесса.

13.3.1 Сильные и электромагнитные распады

Распады адронов, содержащих "обычные" u-, d- и s-кварки, на две или три частицы известны, и сечения соответствующих процессов можно найти в [PDG88]. Мы обычно предполагаем, что импульсные распределения определяются фазовым объемом. Имеется несколько исключений, когда фазовый объем есть умноженное на матричный элемент выражение, выглядящее следующим образом.

Для ω- и ϕ-мезонов распады на $\pi^+\pi^-\pi^0$ определяются матричными элементами вида

$$|\mathcal{M}|^2 \propto |\mathbf{p}_{\pi^+} \times \mathbf{p}_{\pi^-}|^2 , \tag{13.6}$$

где $\mathbf{p}_\pi$ – импульсы пионов в системе покоя распада. (Фактически здесь закодирована несколько более длинная лоренц-инвариантная форма выражения, приведенная выше.)

Рассмотрим цепочку распадов $P_0 \to P_1 + V \to P_1 + P_2 + P_3$, где P – псевдоскалярные мезоны, а V – векторные. Здесь угловое распределение для распада V в системе покоя есть

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \cos^2\theta_{02} , \tag{13.7}$$

где θ_{02} – угол между P_0 и P_2. Классический пример – распад $\mathrm{D} \to \mathrm{K}^*\pi \to \mathrm{K}\pi\pi$. Если P_1 заменить на γ, то угловое распределение распада V будет пропорционально $\sin^2\theta_{02}$.

В далитцевских распадах, π^0 или $\eta \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-\gamma$, масса m^* пары e^+e^- отбирается согласно

$$\mathcal{P}(m^{*2})\,dm^{*2} \propto \frac{dm^{*2}}{m^{*2}} \left(1 + \frac{2m_\mathrm{e}^2}{m^{*2}}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_\mathrm{e}^2}{m^{*2}}} \left(1 - \frac{m^{*2}}{m_{\pi,\eta}^2}\right)^3 \frac{1}{(m_\rho^2 - m^{*2})^2 + m_\rho^2\Gamma_\rho^2} . \tag{13.8}$$

Последним сомножителем, который есть пропагатор ρ^0 из модели векторной доминантности, можно пренебречь для распада π^0. После выбора m^* угловое распределение пары e^+e^- дается выражением

$$|\mathcal{M}|^2 \propto (m^{*2} - 2m_\mathrm{e}^2)\left\{(p_\gamma p_{\mathrm{e}^+})^2 + (p_\gamma p_{\mathrm{e}^-})^2\right\} + 4m_\mathrm{e}^2\left\{(p_\gamma p_{\mathrm{e}^+})(p_\gamma p_{\mathrm{e}^-}) + (p_\gamma p_{\mathrm{e}^+})^2 + (p_\gamma p_{\mathrm{e}^-})^2\right\} . \tag{13.9}$$

Кроме того, ряд простых рападов, включающих более тяжелые адронные резонансы, например, $\Sigma_\mathrm{c}^0 \to \Lambda_\mathrm{c}^+\pi^-$ или $\mathrm{B}^{*-} \to \mathrm{B}^-\gamma$ можно обрабатывать по аналогии с другими двухчастичными распадами.

13.3.2 Слабые распады очарованных адронов

Очарованные адроны имеют массу в промежуточном диапазоне, где влияние инвариантного $(V - A)$ матричного элемента слабого распада частично, а не полностью отражено в кинематике частиц в конечном состоянии. Поэтому объединяются различные стратегии обработки распадов. Мы начнем с адронных распадов и последовательно рассмотрим полулептонные.

Для четырех "основных" очарованных адронов, D^+, D^0, D_s^+ и Λ_c^+, уже известен ряд значений вероятностей распадов по различным каналам. Известные значения сечений были объединены с разумными предположениями, чтобы сконструировать более или менее полные таблицы всех каналов для данной множественности. Для адронных распадов D^0 и D^+, где известно довольно много каналов, это значение может доходить до четырех адронов, в то время как для D_s^+ и Λ_c^+ – только до двух. Эти адроны могут быть резонансами, подобно ρ и K^*, что означает, что фактическая множественность может быть выше номинальной. Это также означает, что экспериментально измеренное значение вероятности, скажем, для $\mathrm{K}\pi\pi$-канала распада, в программе представлено вкладами от прямого $\mathrm{K}\pi\pi$-канала и от косвенных, типа $\mathrm{K}^*\pi$ и $\mathrm{K}\rho$. Поэтому, на первый взгляд, таблица распадов в JETSET имеет не слишком большое сходство с той, что дана в [PDG88]. В случае, когда определено содержание ароматов в конечном состоянии, продукты распределены в соответствии с фазовым объемом.

Из-за специфики выполнения вычислений в программе важно включить все разрешенные каналы распадов для данной множественности. Тогда каналы с множественностью больше заданной могут быть получены в соответствии с простой схемой комбинирования ароматов. Например, в распаде D^+ обычный кварковый состав – $\mathrm{s\bar{d}u\bar{d}}$, где один $\mathrm{\bar{d}}$ – спектаторный кварк, а остальные получаются из слабого распада с-кварка. Кварк-спектатор также может аннигилировать, как в распаде $\mathrm{D}_\mathrm{s}^+ \to \mathrm{u\bar{d}}$. Поэтому состав ароматов, необходимый для рождения одного или двух адронов, должен быть задан вначале. Если нужно сгенерировать больше адронов, это означает, что нужно произвести новые аромат-антиароматовые пары и объединить их с существующими ароматами. Это выполняется таким же образом, как при обработке ароматов в процессе фрагментации.

Более подробно, используется следующая схема.

1. Сначала выбирается значение множественности. Для D^0 и D^+ это означает пяти- и шестичастичные состояния в соответствии с заданными вероятностями, а для D_s^+ или Λ_c^+ множественность выбирается согласно распределению, описанному ниже.
2. Один из неспектаторных ароматов выбирается случайным образом. Этот аромат может "фрагментировать" в адрон плюс новый остаточный аромат, используя алгоритм генерации ароматов, как для стандартной струнной фрагментации, раздел 12.1.

3. Итерации продолжаются до тех пор, пока не останется сгенерировать только один или два адрона, в зависимости от того, является ли первоначальное число ароматов равным двум или четырем. На каждом шаге один "неспаренный" аромат заменяется другим, так как адрон "отщепляется", и число неспаренных ароматов сохраняется.
4. Если имеются два аромата, они объединяются, формируя последний адрон. Если имеются четыре аромата, то случайным образом выбирается одно из двух возможных объединений в два конечных адрона. Для определения типа адронов используются такие же правила для ароматов, как и при объединении двух конечных ароматов в двух струях.
5. Если сумма масс продуктов распада больше массы распадающейся частицы, то выбранный аромат отклоняется, и процесс начинается снова, с пункта 1. Обычно выбирается новое значение множественности, и только для D^0 и D^+ сохраняется старое значение.
6. Как только определяется приемлемый набор адронов, они распределяются в соответствии с фазовым объемом.

В результате получаем картину ряда партонов, движущихся обособленно и фрагментирующих почти как струи, но с импульсами настолько малыми, что рассмотрения поведения системы в терминах фазового объема достаточно для описания среднего поведения импульсного распределения. Подобно случаю струнной фрагментации, для конечных ароматов вероятность объединения друг с другом должна равняться нулю. Вместо этого между ними рождаются новые пары ароматов. Также нужно обращать внимание на то, что, хотя векторные и псевдоскалярные мезоны рождаются с обычной для них относительной вероятностью, события с большим количеством векторных мезонов будут, по всей видимости, давать противоречия в процессе генерации на шаге 5. Эффективная картина поэтому содержит смещение в сторону легких частиц, особенно для больших множественностей.

Множественность выбирается в соответствии с распределением Гаусса, имеющим центр в точке $c + n_\mathrm{q}/4$ и ширину $\sqrt{c}$, с последним максимальным значением, полученным округлением до самого близкого целого. Как упоминалось выше, значение для числа кварков n_q есть 2 или 4, и

$$c = c_1 \ln\left(\frac{m - \sum m_\mathrm{q}}{c_2}\right) , \qquad (13.10)$$

где m – масса адрона, а c_1 и c_2 подобраны так, чтобы давать разумное описание значений множественности. Всегда существует нижний предел для разрешенных значений множественности; если значение меньше этого порога, то выбор множественности осуществляется повторно. Так как двухчастичные распады явно перечислены для D_s^+ и Λ_c^+, для них минимальная множественность равна 3.

Значения вероятностей распадов по различным каналам для полулептонных распадов даются в программе в явном виде для всех четырех обсуждаемых здесь частиц, то есть не нужно применять процедуру обработки ароматов, аналогичную механизму струнной фрагментации, при описании состава ароматов. Это не означает, однако, что все эти значения известны; для каналов с более высокими множественностями включено некоторое разумное количество предположений, основывающихся на знании инклюзивных полулептонных сечений распадов и эксклюзивных сечений распадов для низких множественностей.

В полулептонных распадах описание импульсных распределений лептонов и нейтрино в соответствии с фазовым объемом дает неправильные результаты. Вместо этого используется простой $(V - A)$ матричный элемент для предельного случая, когда массами продуктов распада можно пренебречь, и импульсы кварков можно заменить импульсами адронов. В частности, в распаде $H \to \ell^+\nu_\ell h$, где H – очарованный адрон, а h – обычный адрон, для распределений продуктов используется матричный элемент

$$|\mathcal{M}|^2 = (p_H p_\ell)(p_\nu p_h) \tag{13.11}$$

Не совсем ясно, как можно обобщить эту формулу на случай нескольких адронов в конечном состоянии. В программе в таких случаях используется тот же матричный элемент, только p_h заменяется на полный четырехимпульс всех адронов. Это приводит к преимущественному рождению с малой инвариантной массой для адронной системы по сравнению с описанием, основывающемся на инвариантном фазовом объеме.

Имеется несколько очарованных адронов, типа Ξ_c и Ω_c, которые распадаются по слабому каналу, но эти распады настолько редкие, что о них известно сравнительно немного. Для таких адронов используется упрощенная общая обработка чарм-распадов. Для адронных распадов дается только содержание кварков, а множественность и состав ароматов выбрираются случайным образом, как уже описывалось. Для полулептонных распадов принимается, что рождается только один адрон, так что просто применяется $(V-A)$ матричный элемент.

13.3.3 Слабые распады τ-лептона

Для τ-лептона приводится полный список каналов распада, который включает каналы вплоть до пятичастичных конечных состояний, некоторые из которых могут быть нестабильными и впоследствии распадаться, давая еще большую полную множественность. Из-за общеизвестной "загадки τ", то есть факта, что экспериментально измеренная сумма значений вероятностей распадов для эксклюзивных реакций меньше значения для инклюзивной реакции, такая таблица не может быть построена полностью в согласии с PDG-данными.

Продукты лептонных распадов $\tau^- \to \nu_\tau \ell^- \overline{\nu}_\ell$, где ℓ есть e или μ, распределены в соответствии со стандартными $V-A$ матричными элементами

$$|\mathcal{M}|^2 = (p_\tau p_{\overline{\nu}_\ell})(p_\ell p_{\nu_\tau}) \ . \tag{13.12}$$

(Соответствующий матричный элемент можно также использовать и в распадах μ, но обычно μ считается стабильным.)

В адронных распадах τ адроны и ν_τ распределены в соответствии с фазовым объемом, умноженным на $x_\nu(3-x_\nu)$, где $x_\nu = 2E_\nu/m_\tau$ в системе покоя τ. Это выражение дает спектр ν_τ, предсказанный из $(V-A)$-формализма на партонном уровне, и представляет из себя попытку учесть, что ν_τ уносит большую долю импульса, чем это дается фазовым объемом.

Вероятно, самый большой недостаток обработки распадов τ заключается в том, что не включаются никакие эффекты поляризации, то есть считается, что τ всегда распадается изотропно. Обычно это не соответствует истине, так как τ рождается поляризованным в распаде Z^0 и $\mathrm{W}^\pm$.

13.3.4 Слабые распады b-адронов

Недавно начала поступать некоторая информация об отдельных значениях сечений распадов для B-адронов. В настоящее время описание таких процессов разумно упрощено. В частности, не установлены никакие значения вероятностей распадов по различным каналам для каждого адрона по отдельности, и вместо чистой спектаторной модели считается, что распады b-кварка одинаковы для всех адронов, и единственное различие в конечном составе ароматов получается от спектаторного кварка. По сравнению с распадами чарма, матричные элементы слабого распада имеют несколько большее значение для адронных каналов распада.

В полулептонных распадах $\mathrm{b} \to \mathrm{c}\ell^-\overline{\nu}_\ell$ c-кварк объединяется с антикварком или дикварком-спектатором, формируя один адрон, согласно стандартной процедуре фрагментации. Поэтому полный процесс есть $H \to h\ell^-\overline{\nu}_\ell$, где H – боттом-антимезон или боттом-барион (напомним, что $\overline{\mathrm{B}}$ – адрон, который содержит b-кварк), и для импульсных распределений используется матричный элемент

$$|\mathcal{M}|^2 = (p_H p_\nu)(p_\ell p_h) \ . \tag{13.13}$$

Здесь опять пренебрегается массами продуктов в матричном элементе, но распад по каналу $\tau^-\overline{\nu}_\tau$ подавлен по сравнению с $\mathrm{e}^-\overline{\nu}_\mathrm{e}$ и $\mu^-\overline{\nu}_\mu$, в соответствии с ожидаемыми массовыми эффектами. Никакие ККМ-подавленные распады $\mathrm{b} \to \mathrm{u}\ell^-\overline{\nu}_\ell$ в настоящее время не включаются.

В адронных распадах, например, $\mathrm{b} \to \mathrm{cd\overline{u}}$, c-кварк объединяется со спектаторным ароматом, формируя отдельный адрон, и после этого импульсные распределения адрона и двух кварков даются согласно тому же матричному элементу, что и выше, с $\ell^- \leftrightarrow \mathrm{d}$ и $\overline{\nu}_\ell \leftrightarrow \overline{\mathrm{u}}$. Затем рассчитывается инвариантная масса двух кварков. Если эта масса получается настолько малой, что из системы не удается сформировать два адрона, два кварка объединяются в один адрон. Если используется такой же подход, как при обработке адронных распадов чарма, то после выбора значения множественности формируется ряд адронов, и их импульсы распределены в соответствии с фазовым объемом. Разница заключается в том, что здесь очарованные продукты распада распределены в соответствии с $(V - A)$ матричным элементом, а остальные адроны считаются распределенными изотропно в системе покоя, тогда как в распадах чарма все адроны распределены изотропно.

Обратите внимание, что c-кварк и кварк-спектатор считаются формирующими один цветовой синглет, а система $\mathrm{d\overline{u}}$ – другой, отделенный от первого. Таким образом, предполагается, что первоначальные цвета в базовом жестком процессе сохраняются лучше, чем в распадах чарма. Однако иногда это не так, и с вероятностью порядка 20% первичные цвета "перераспределяются" так, чтобы $\mathrm{c\overline{u}}$ образовывали один синглет. (В программе это достигается изменением порядка, в котором даются продукты распада.) В частности, в распаде $\mathrm{b} \to \mathrm{cs\overline{c}}$ может образоваться синглетное по цвету конечное состояние $\mathrm{c\overline{c}}$, которое через некоторое время может коллапсировать в J/ψ.

$(\mathrm{B}^0\text{–}\overline{\mathrm{B}}^0)$- и $(\mathrm{B}^0_\mathrm{s}\text{–}\overline{\mathrm{B}}^0_\mathrm{s})$-системы смешиваются перед распадом. Такая опция включена в программу. Поэтому с вероятностью

$$\mathcal{P}_{\mathit{flip}} = \sin^2\left(\frac{x\,\tau}{2\,\langle\tau\rangle}\right) \tag{13.14}$$

B может распадаться подобно $\overline{\mathrm{B}}$, и наоборот. Параметры смешивания по умолчанию есть $x_\mathrm{d} = 0.7$ в $(\mathrm{B}^0$ - $\overline{\mathrm{B}}^0)$-системе и $x_\mathrm{s} = 10$ в $(\mathrm{B}^0_\mathrm{s}$ - $\overline{\mathrm{B}}^0_\mathrm{s})$-системе.

Свойства распада B-мезонов и барионов сохраняются для "частицы" с кодом 85. Эта частица содержит описание распада свободного b-кварка и инструкцию по определению спектаторного аромата согласно KF-коду конкретного распадающегося адрона. Однако при желании каждому адрону можно приписать отдельный список каналов распада.

13.3.5 Слабые распады t-адронов и ароматов четвертого поколения

Как уже объяснялось в разделе 13.1, тяжелые кварки считаются фрагментирующими перед распадом. Это не обязательно верно, но обычно это не должно иметь большого значения. В частности, сам распад обрабатывается так, как если бы тяжелый аромат был свободным, и для кварка-спектатора оставалась бы некоторая доля энергии адрона. Матричный элемент распада, используемый для $\mathrm{Q} \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{f}}\mathrm{f}$, есть

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \frac{(p_{\mathrm{Q}} p_{\overline{\mathrm{f}}})(p_{\mathrm{f}} p_{\mathrm{q}})}{\left((p_{\mathrm{f}} + p_{\overline{\mathrm{f}}})^2 - m_{\mathrm{W}}^2\right)^2 + m_{\mathrm{W}}^2 \Gamma_{\mathrm{W}}^2} . \tag{13.15}$$

Здесь Q может представлять t или любой кварк четвертого поколения, l и h. После тривиальной замены лептон χ дает такую же формулу. Пара $\mathrm{f}\overline{\mathrm{f}}$ – фермионы из распада W (кварки или лептоны). Программа учитывает эффекты от пропагатора W для любой разницы масс $m_{\mathrm{Q}} - m_{\mathrm{q}}$, с одним условием: выбор аромата q осуществляется в соответствии с установленными сечениями распада по данным каналам, и, таким образом, не учитывается относительное увеличение эффекта ККМ-подавления q, обусловленное массовым эффектами. Однако этот эффект играет важную роль только в области около порога рождения W, например, при $m_{\mathrm{t}} \approx m_{\mathrm{W}}$ распад $\mathrm{t} \to \mathrm{s}$ будет усилен по сравнению с $\mathrm{t} \to \mathrm{b}$. С другой стороны, пороговые факторы включаются при выборе пары фермионов $\mathrm{f}\overline{\mathrm{f}}$ от распада W.

Система, содержащая кварк-спектатор, часто будет иметь слишком малую массу для фрагментации "в духе" системы струй. В таких случаях формируется одна частица с данным составом ароматов, с вектором импульса, определяемым суммой импульсов двух кварков. Так как энергия частицы при этом будет иметь неправильное значение, импульсы других струй или лептонов в распаде слегка изменяются, чтобы обеспечить сохранение полной энергии. (Конечно, для распадов χ не существует никаких спектаторов и, таким образом, никакой обработки такого типа.)

$\mathrm{f}\overline{\mathrm{f}}$-пара от распада W может давать ливень, то есть испускать глюоны и фотоны согласно стандартному алгоритму ливня в конечном состоянии, включая учет матричных элементов первого порядка. Результирующая система струй фрагментирует обычным методом СФ – масса здесь настолько велика, что описание СФ работает хорошо. Только очень редко масса W может получаться ниже порога рождения пары частиц; такие кинематические конфигурации отклоняются.

13.3.6 Другие распады

Для процесса образования резонанса со спином 1 и его последующего распада на пару лептонов каналы распадов приводятся в явном виде. Адронные распады J/ψ моделируются с использованием схемы генерации ароматов, представленной для чарм-адронов. Для Υ вклад адронных распадов в полную ширину получается только от одного канала распада в $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$-пару, а остальное приходится на конечные состояния ggg или $\mathrm{gg}\gamma$, с матричными элементами, взятыми из ур. (6.26). η_c и η_b также могут распадаться в пару gg, которая впоследствии фрагментирует. В распадах Υ и η_b партоны могут давать ливни перед фрагментацией, но энергия слишком мала для образования ливня, производящего ощутимый эффект.

Обработка распадов топония и других тяжелых промежуточных состояний в настоящее время не выполнена на соответствующем уровне и не годится для детальных исследований таких эффектов. Следуя общепринятому подходу, вначале происходит слабый распад t или $\overline{\mathrm{t}}$, а затем осуществляется фрагментация и распад рожденного антитоп- или топ-адрона.

Для резонансов типа Z^0, $\mathrm{W}^{\pm}$ или H^0 значения вероятностей распадов по различным каналам даются по умолчанию. При инициализации PYTHIA эти значения заменяются истинными значениями, вычислеными для заданных масс. Для Z^0 и $\mathrm{W}^{\pm}$ имеется слабая зависимость от принятых значений масс, а для H^0, напротив, массовые эффекты велики. Фактически, вероятности распадов можно изменить, используя брейт-вигнеровскую форму, в духе, принятом в PYTHIA при обработке резонансов. Поэтому обработка резонанса в JETSET по умолчанию обычно не так полезна, и ее следует избегать (кроме, конечно, стандартного $e^+e^- \to \gamma^*/\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$-описания). Когда это используется, канал отбирается согласно данному фиксированному значению вероятности распада. Если распад происходит в пару $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$, кварки могут давать ливни, образуя систему партонов, которая впоследствии фрагментирует.

Глава 14

Программные элементы JETSET

В этой главе мы собрали информацию относительно большинства программ и общих блоков переменных, содержащихся в JETSET. Некоторые моменты обсуждаются в другом месте; в частности, это программы генерации e^+e^--столкновений, партонных ливней и программы анализа событий. В этой главе акцент делается на рассмотрении пакетов для фрагментации и распадов и на утилитах общего назначения, типа распечатки событий.

14.1 Определение начальной конфигурации и выбор переменных

Любую начальную конфигурацию струя/частица можно определить, используя условные обозначения, принятые для записи события, см. раздел 5.1. Эта задача упрощается для ряда часто возникающих ситуаций, когда используются программы определения параметров процесса, описанные ниже. Необходимо отметить, что большинство пользователей не входят в прямой контакт с этими программами, так как управление берут на себя программы более высокого уровня, особенно `LUEEVT` и `PYEVNT`.

Несколько вызовов программ могут быть объединены в спецификации. В случае, когда достаточно одного вызова, полная цепочка фрагментации/распадов может моделироваться одновременно. При каждом вызове обновляется значение `N` в последней строке, используемое для получения информации о вызове, так что если делается несколько вызовов, то должно обеспечиваться увеличение значения `IP`, или же значение `N` впоследствии должно быть переопределено вручную.

Программа `LUJOIN` очень полезна при определении цветовых потоков для более сложных партонных конфигураций; при помощи этой программы можно обойти весьма нетривиальные правила для установки значений `K(I,4)` и `K(I,5)`, содержащих информацию о цветовом потоке.

Программа `LUGIVE` дает возможность регулирования и документирования множества различных переменных в общих блоках.

```
CALL LU1ENT(IP,KF,PE,THE,PHI)
```

Назначение: добавляет один вход, отвечающий струе или частице, в запись события.

`IP :` обычно – номер строки для струи/частицы. Имеется два исключения.
Если `IP=0`, то используется строка номер 1 и вызывается `LUEXEC`.
Если `IP < 0`, то используется строка `-IP` с кодом состояния `K(-IP,2)=2`, а не

строка 1; таким образом, может быть построена струйная система при заполнении всех, кроме последней, струй с `IP < 0`.

`KF` : код аромата струи/частицы.

`PE` : энергия струи/частицы. Если `PE` меньше массы, то струя/частица считается покоящейся.

`THE, PHI` : полярный и азимутальный углы для вектора импульса струи/частицы.

```
CALL LU2ENT(IP,KF1,KF2,PECM)
```

Назначение: добавляет два входа в запись события (систему из 2 струй или две отдельные частицы).

`IP` : обычно – номер строки для первой струи/частицы, для второй номер строки будет `IP + 1`. Имеется два исключения.

Если `IP=0`, то используются строки 1 и 2 и вызывается `LUEXEC`.

Если `IP < 0`, то используются строки `-IP` и `-IP + 1` с кодом состояния `K(I,1)=3`, связанным со специфической информацией о цвете для генерации партонного ливня при вызове `LUSHOW`. При желании здесь можно обеспечить вызов `LUEXEC` (уместно только для струй).

`KF1, KF2` : коды ароматов для двух струй/частиц.

`PECM` : $(= E_{cm})$ полная энергия системы.

Замечание: энергия дается в системе ЦМ с первой струей/частицей, вылетающей в $+z$ направлении.

```
CALL LU3ENT(IP,KF1,KF2,KF3,PECM,X1,X3)
```

Назначение: добавляет три входа в запись события (систему из 3 струй или три отдельные частицы).

`IP`: обычно – номер строки для первой струи/частицы, а для двух других номера будут `IP + 1` и `IP + 2`. Имеется два исключения.

Если `IP=0`, то используются строки 1, 2, 3 и вызывается `LUEXEC`.

Если`IP < 0`, то используются строки от `-IP` до `-IP + 2` с кодом состояния `K(I,1)=3`, связанным со специфической информацией о цвете для генерации партонного ливня при вызове `LUSHOW`. При желании здесь можно обеспечить вызов `LUEXEC` (уместно только для струй).

`KF1, KF2, KF3` : коды ароматов для трех струй/частиц.

`PECM` : (E_{cm}) полная энергия системы.

`X1, X3` : $x_i = 2E_i/E_{cm}$, то есть удвоенная доля полной энергии, принятая i-й струей. Таким образом, $x_2 = 2 - x_1 - x_3$, и ее не нужно задавать отдельно. Обратите внимание, что не все комбинации x_i находятся внутри физической разрешенной области.

Замечание: энергия дается в системе ЦМ в плоскости xz, с первой струей, вылетающей в $+z$ направлении, и третьей, имеющей $p_x > 0$.

```
CALL LU4ENT(IP,KF1,KF2,KF3,KF4,PECM,X1,X2,X4,X12,X14)
```

Назначение: добавляет четыре входа в запись события: систему из 4 струй или четыре отдельные частицы (или, для событий $q\bar{q}q'\bar{q}'$, две системы из 2 струй).

`IP` : обычно – номер строки для первой струи/частицы, а для трех остальных номера строк даются `IP + 1`, `IP + 2` и `IP + 3`. Имеется два исключения.

Если `IP=0` , то используются строки 1, 2, 3 и 4 используются и вызывается `LUEXEC`.

Если `IP < 0`, то используются строки от `-IP` до `-IP + 3` с кодом состояния `K(I,1)=3`, связанным со специфической информацией о цвете для генерации партонного ливня при вызове `LUSHOW`. При желании здесь можно обеспечить вызов `LUEXEC` (уместно только для струй).

`KF1, KF2, KF3, KF4` : коды ароматов для четырех струй/частиц.

`PECM` : $(= E_{cm})$ полная энергия системы.

`X1, X2, X4` : $x_i = 2E_i/E_{cm}$, то есть удвоенная доля энергии, принятая i-й струей. Таким образом, $x_3 = 2 - x_1 - x_2 - x_4$, и ее не нужно задавать отдельно.

`X12, X14` : $x_{ij} = 2p_ip_j/E_{cm}^2$, то есть произведение векторов четырехимпульсов для струй i и j, должным образом отнормированное. При известных значениях масс другое выражение для x_{ij} может быть получено, используя данные x_i и x_{ij}. Обратите внимание, что не все комбинации x_i и x_{ij} находятся внутри физической разрешенной области.

Замечание: энергия дается в системе ЦМ, с первой струей, вылетающей в $+z$ направлении, и четвертой струей, располагающейся в плоскости xz с $p_x > 0$. Вторая струя будет иметь $p_y > 0$ и $p_y < 0$ с равной вероятностью, а третья струя должна иметь значение импульса, компенсирующее этот p_y (это отвечает случайному выбору между двумя возможными стереоизомерами).

```
CALL LUJOIN(NJOIN,IJOIN)
```

Назначение: объединяет ряд предварительно заданных партонов в струнную конфигурацию. Первоначальные партоны нужно давать с кодами состояний `K(I,1)=` 1, 2 или 3. Впоследствии все партоны имеют состояния с кодом 3, то есть даются с полной информацией о цветовом потоке. По сравнению с партонной системой, определенной обычным путем, для партонов нет необходимости возникать в той же самой последовательности в записи события, в какой они идут вдоль струны. Также можно вызвать `LUSHOW` для всех или некоторых входов, формирующих струну в `LUJOIN`.

`NJOIN` : число входов, которые должны быть объединены одной струной.

`IJOIN` : одномерный массив размера, по крайней мере, `NJOIN`. Первые числа в `NJOIN` – позиции объединяемых партонов, данные в том порядке, в котором партоны располагаются вдоль струны. Если система состоит полностью из глюонов, струна замкнута и соединяет последний вход с первым.

Замечания: за один вызов может быть определена только одна струна (то есть один цветовой синглет), но вы свободны использовать любое количество вызовов `LUJOIN` для данного события. Программа будет проверять, имеет ли смысл указанная партонная конфигурация, и не будет осуществлять никаких действий, если это не выполнено. Обратите внимание, однако, что первоначально осмысленная партонная конфигурация может стать не имеющей смысла в том случае, если некоторые партоны в конфигурации были объединены повторно, в то время как другие оставлены без изменений.

```
CALL LUGIVE(CHIN)
```

Назначение: установка значений любой переменной, содержащейся в общем блоке `LUJETS`, `LUDAT1`, `LUDAT2`, `LUDAT3`, `LUDAT4`, `LUDATR`, `PYSUBS`, `PYPARS`, `PYINT1`, `PYINT2`, `PYINT3`, `PYINT4`, `PYINT5`, `PYINT6`. Это выполнено более гибким способом, чем прямое включение общих блоков в программу пользователя; при этом проверены границы массивов, и старые и новые значения для изменяемой переменной записаны на выходе для ссылок.

`CHIN` : символьное выражение длиной не более 100 символов, содержащее требуемое изменение переменных, записанное в форме
`variable1=value1; variable2=value2; variable3=value3` ... .
Обратите внимание, что можно задать произвольное число инструкций в одном вызове, если разделить их полумноготочием, и что в любом месте может быть включен пробел. Variable *i* может быть любой отдельной переменной в общих блоках Jetset/Pythia, а value *i* должно быть правильного типа (целое, реальное или символьное), без дополнительных замечаний. Индексы массива и значения нужно давать в явном виде, то есть не может быть переменных величин в их собственном определении. Исключение составляет случай, когда первому индексу может предшествовать `C`, показывая, что индекс должен быть переведен с обычного KF на сжатый KC-код с помощью вызова `LUCOMP`; это разрешено делать для массивов `KCHG`, `PMAS`, `MDCY` и `CHAF`. Если value *i* опущено, например, в конструкции `variable=` , то текущее значение будет напечатано на выходе, но сама переменная не изменится.

Замечание: проверка границ массива выполнена на аппаратном уровне в этой программе. Поэтому если пользователем произведены некоторые изменения размеров массивов в `MSTU(3)`, `MSTU(6)` и-или в `MSTU(7)`, насколько это разрешено из других соображений, эти изменения не будут учитываться в `LUGIVE`. Однако обычно это не должно быть проблемой.

14.2 Физические программы в JETSET

Физические программы составляют основную часть Jetset, но "не видны" пользователю, так как если была определена начальная конфигурация струй/частиц, и значения параметров по умолчанию были изменены на желаемые, то единственное, что нужно сделать, это вызвать `LUEXEC` для моделирования полной цепочки фрагментации и распадов. Поэтому обычный пользователь не имеет дела непосредственно с какими-либо программами из числа описанных в этом разделе, кроме `LUEXEC`.

```
CALL LUEXEC
```

Назначение: управление цепочкой фрагментации и распадов. `LUEXEC` может быть вызвана несколько раз, но процедура дальнейших вызовов может повлиять на входы, которые еще не были обработаны (или, более точно, которые имеют $1 \leq$ `K(I,1)` ≤ 10). Необходимость в неоднократных вызовах может возникнуть в том случае, если пользователем было добавлено большее количество струй/частиц или если частицы, ранее рассматривавшиеся как стабильные, теперь должны распадаться. Действия, которые будут предприняты при вызове `LUEXEC`, могут быть осуществлены и при обращении к общим блокам `LUDAT1` - `LUDAT3`, в частности, установкой соответствующих значений `MSTJ`.

`SUBROUTINE LUPREP(IP)` : перестраивает конечные продукты партонного ливня (отмеченные `K(I,1)=3`) последовательно по струнам; также (при соответствующем выборе) разрешает малоструйным системам коллапсировать в две или одну частицы, в последнем случае – с энергией и импульсом, который нужно "перераспределить" между другими системами в событии; также делает проверку, что, например, ароматы бесцветных систем имеют смысл.

`SUBROUTINE LUSTRF(IP)` : выполняет фрагментацию произвольной струйной системы в бесцветные объекты в соответствии с лундовской струнной моделью фрагментации. В большинстве отношений, эта программа – само сердце JETSET.

`SUBROUTINE LUINDF(IP)` : выполняет фрагментацию струйной системы в соответствии с моделью независимой фрагментации и, при желании, обеспечивает механизм сохранения энергии, импульса и аромата. Также здесь рассматривается фрагментация единственной струи, не принадлежащей к системе струй (конечно, с физической точки зрения, это – ерунда, но иногда такое описание может быть удобным для выполнения определенных задач).

`SUBROUTINE LUDECY(IP)` : выполняет распады частиц в соответствии с известными вероятностями распадов или используя различные модели, в зависимости от нашего нынешнего уровня знаний. Для различных процессов включены разные соответствующие матричные элементы.

`SUBROUTINE LUKFDI(KFL1,KFL2,KFL3,KF)`: генерирует новый кварковый или дикварковый аромат и комбинирует его с существующим ароматом для того, чтобы получить адрон.

`KFL1` : входящий аромат.

`KFL2` : дополнительный входящий аромат, например, для формирования конечной частицы, когда ароматы полностью определены. Обычно значение равно нулю.

`KFL3` : сгенерированный аромат; значение равно 0, если `KFL2` отлично от нуля.

`KF` : полученный адрон. Значение равно 0, если что-нибудь пошло неправильно (например, получилась противоречивая комбинация входящих ароматов).

`SUBROUTINE LUPTDI(KFL,PX,PY)` : дает поперечный импульс, например, для пары $q\bar{q}$, рожденной в цветовом поле, в соответствии с независимыми гауссовыми распределениями по p_x и p_y.

`SUBROUTINE LUZDIS(KFL1,KFL3,PR,Z)` : генерирует продольную скейлинговую переменную z при фрагментации струй, или в соответствии с лундовской симметричной функцией фрагментации, или при любом другом выборе.

`SUBROUTINE LUBOEI` : включает эффект Бозе-Эйнштейна в соответствии с простой параметризацией. По умолчанию эта программа не вызывается. Если нужно сделать вызов, это выполняется после осуществления распадов короткоживущих резонансов, но перед распадом долгоживущих. См. `MSTJ(51) - MSTJ(52)`.

`FUNCTION ULMASS(KF)` : дает массу партона/частицы.

`SUBROUTINE LUNAME(KF,CHAU)` : присваивает имя партону/частице (выдает строку вида `CHARACTER CHAU*16`).

`FUNCTION LUCHGE(KF)` : умножает заряд партона/частицы на три.

`FUNCTION LUCOMP(KF)` : дает сжатый код партона/частицы KC для данного KF-кода, как требуется для определения входа в таблицах масс и вероятностей распадов по данному каналу. Также проверяет, разрешен ли данный KF-код фактически (то есть известен ли в соответствии с программой), и выдает 0, если нет. Обратите внимание, что KF может быть положительным или отрицательными, в то время как результирующий код KC никогда не бывает отрицательным.

`SUBROUTINE LUERRM(MERR,MESSAG)` : сохраняет значения ошибок и встречающихся предупреждений, печатает сообщения о них и прерывает программу в случае слишком большого количества ошибок.

`FUNCTION ULANGL(X,Y)` : вычисляет угол для координат x и y.

`BLOCK DATA LUDATA` : дает значения по умолчанию для переменных общих блоков `LUDAT1`, `LUDAT2`, `LUDAT3`, `LUDAT4` и `LUDATR`.

14.3 Анализ события и программы распечатки результатов

После вызова `LUEXEC` сгенерированное событие сохраняется в общем блоке `LUJETS`, и эту информацию можно использовать для получения любой желаемой физической переменной. Событие можно вращать, смещать или распечатывать, а данные по частицам также можно распечатать или изменить. С помощью функций `KLU` и `PLU` значения некоторых часто возникающих переменных могут быть получены более просто. Как описано в разделе 15.2.7, также можно выполнить более детальный анализ формы события.

```
CALL LUROBO(THE,PHI,BEX,BEY,BEZ)
```

Назначение: выполняет вращения и лоренцевские преобразования (в том порядке, в каком вызывается) импульсов струй/частиц и координат, определяющих положение вершин.

`THE, PHI` : стандартные полярные координаты θ, φ, задающие направление вращения вектора импульса, первоначально направленного по оси $+z$.

`BEX, BEY, BEZ` : дает направление и значение $\boldsymbol{\beta}$ для преобразования Лоренца, так, что первоначально покоившаяся частица будет иметь $\mathbf{p}/\mathbf{E} = \boldsymbol{\beta}$ впоследствии.

Замечание: преобразованию подвергаются все входы от 1 до `N`, если нижняя и верхняя границы не задаются явным образом в `MSTU(1)` и `MSTU(2)` или если коды состояний `K(I,1)` ≤ 0.

```
CALL LUDBRB(IMI,IMA,THE,PHI,DBEX,DBEY,DBEZ)
```

Назначение: выполняет вращения и преобразования Лоренца (в том порядке, в каком вызывается) импульсов струй/частиц и координат, определяющих положение вершин для определенного диапазона входов с двойной точностью для вектора смещения. Является входом в `LUROBO` и в основном предназначена для внутреннего использования.

`IMI, IMA` : диапазон входов, подвергающихся преобразованию, `IMI` $\leq$ `I` $\leq$ `IMA`.

`THE, PHI` : стандартные полярные координаты θ, φ, задающие направление вращения вектора импульса, первоначально направленного по оси $+z$.

`DBEX, DBEY, DBEZ` : дает направление и значение $\boldsymbol{\beta}$ для преобразования Лоренца, так, что первоначально покоившаяся частица будет иметь $\mathbf{p}/\mathbf{E} = \boldsymbol{\beta}$ впоследствии. Значения даются с двойной точностью.

Замечание: все входы с кодами состояний `K(I,1) > 0` в требуемом диапазоне подвергаются преобразованиям.

CALL LUEDIT(MEDIT)

Назначение: исключает нестабильные или недетектируемые струи/частицы из записи события. Также можно использовать `LUEDIT` для того, чтобы сохранять запасные копии записи событий (особенно информацию о первоначальной партонной конфигурации), которые могут использоваться, например, для того, чтобы прогонять различные схемы фрагментации для одной и той же партонной конфигурации. Наконец, событие, которое было проанализировано с помощью `LUSPHE`, `LUTHRU` или `LUCLUS` (см. раздел 15.2.7), может вращаться до совпадения оси события с направлением оси z.

`MEDIT` : сообщает, какое действие должно выполняться.

`= 0` : пустой массив `K(I,1)=0`, и строки документации (`K(I,1) > 20`) отсутствуют. Оставшиеся струи/частицы смещены в начало общего блока `LUJETS`, и значение `N` соответствующим образом изменено. История события при этом теряется, так что информация, сохраненная в `K(I,3)`, `K(I,4)` и `K(I,5)`, больше не нужна.

`= 1` : как `= 0`, но, кроме того, удаляются все струи/частицы, которые фрагментируют/распадаются (`K(I,1) > 10`).

`= 2` : как `= 1`, но также удаляются все нейтрино и неизвестные частицы (то есть сжатый код КС$= 0$).

`= 3` : как `= 2`, но также удаляются все незаряженные бесцветные частицы и оставляются только заряженные стабильные (и нефрагментировавшие партоны, если фрагментация не была выполнена).

`= 5` : как `= 0`, но также удаляются все партоны, которые совершают переход в партонном ливне, а также все распадающиеся частицы; остаются только фрагментировавшая партонная конфигурация и частицы в конечном состоянии.

`= 11` : убираются строки с `K(I,1) < 0`. Информация об истории события (в `K(I,3) - K(I,5)`) относится к оставшимся входам.

`= 12` : убираются строки с `K(I,1) = 0`. Информация об истории события (в `K(I,3) - K(I,5)`) относится к оставшимся входам.

`= 13` : убираются строки с `K(I,1)`$= 11$, 12 или 15, кроме любой строки с `K(I,2) = 94`. Информация об истории события (в `K(I,3) - K(I,5)`) относится к оставшимся входам. В частности, можно попытаться проследить происхождение дочерних частиц, для которых материнская частица распалась, "вверх" по записи события вплоть до оставшихся неудаленными входов.

`= 14` : убираются строки с `K(I,1)` $= 13$ или 14, а также любая строка с `K(I,2) = 94`. Информация об истории события (в `K(I,3) - K(I,5)`) относится к оставшимся входам. В частности, можно попытаться проследить происхождение полученных струй через всю историю развития партонного ливня до партона-инициатора.

= 15 : убираются строки с K(I,1) > 20. Информация об истории события (в K(I,3) - K(I,5)) относится к оставшимся входам.

= 16 : производится попытка реконструкции отсутствующего указателя на распавшуюся частицу для дочерних частиц с помощью указателей для материнской частицы на продукты распада. Проблема отсутствующих указателей обычно возникает при необходимости использовать K(I,4) и K(I,5) для передачи информации о цветопотоке.

= 21 : сохраняется запасная копия строк текущей записи события, содержащих все партоны/частицы, в нижней части общего блока LUJETS (это делается, например, для того, чтобы спасти первоначальную информацию о партонах перед вызовом LUEXEC).

= 22 : партоны/частицы, сохраненные в нижней части записи события для = 21, помещаются снова в начало записи, а предыдущая информация при этом стирается (для того, например, чтобы использовать различные схемы фрагментации для тех же партонных конфигураций). Так как копия в нижней части записи события не затрагивается, можно сделать повторные вызовы для = 22.

= 23 : первичные партоны/частицы в начале записи события отмечаются как нефрагментировавшие или полученные в результате распада, и число входов N изменяется соответствующим образом. Эта опция является заменой комбинации = 21 плюс = 22, когда никакая фрагментация/распад продуктов не предшествуют ни одной из первоначальных партонов/частиц.

= 31 : вращение самой длинной оси, определенной в LUSPHE, LUTHRU или LUCLUS, до совмещения с осью z, а второй по величине оси – с плоскостью xz. Для LUCLUS это может быть далее сведено к выбору направления $+z$ и плоскости xz с $x > 0$, соответственно. Здесь требуется, чтобы эти программы вызывались перед вызовом LUEDIT.

= 32 : в основном предназначается для LUSPHE и LUTHRU; дает дальнейшее смещение события в дополнение к тому, что дается в = 31. "Тонкая" струя в заданном направлении $z > 0$ с наименьшим суммарным $p_\perp$, деленым на квадратный корень из числа частиц, вращается в $+z$ полушарии. В противоположном полушарии ($z < 0$) струя в направлении $x > 0$, которая имеет наибольший суммарный $|p_z|$, вращается в квадранте $z < 0, x > 0$. Здесь также требуется предварительный вызов LUSPHE или LUTHRU.

```
CALL LULIST(MLIST)
```

Назначение: распечатка событий, информации по струям и частицам или текущих значений аргументов.

MLIST : определяет, что должно вноситься в распечатку.

= 0 : печатается заголовок с номером версии программы и последней датой внесения изменений; в основном применяется для внутреннего использования.

= 1 : дает простую распечатку записи текущего события по колонкам в 80-колоночном формате, подходящем для чтения информации непосредственно с терминала компьютера. Для каждого входа дается следующая информация:

номер входа `I`, имя партона/частицы (см. ниже), код состояния (`K(I,1)`), код аромата KF (`K(I,2)`), номер материнской строки (`K(I,3)`), три проекции вектора импульса, энергия и масса (`P(I,1) - P(I,5)`). Если `MSTU(3)` отлично от нуля, строки, идущие непосредственно после записи соответствующего события, также вносятся в распечатку. Заключительная строка содержит информацию относительно полного заряда, импульса, энергии и инвариантной массы

Имя частицы можно получить, сделав вызов программы `LUNAME`. Для входа, который распадается/фрагментирует (`K(I,1) =` 11 - 20), это имя дается в круглых скобках. Подобно этому строки документации (`K(I,1) =` 21 - 30) имеют имена, заключенные между восклицательными знаками (!...!), а информация относительно оси события/струи заключена в угловые скобки (<...>). Если последний символ в имени есть "?", то это говорит о том, что полное имя было усечено, чтобы приспособиться к заданному формату, но это случается очень редко. Для партонов, которые располагаются вдоль струны (`K(I,1) =` 1, 2, 11 или 12), в конце колонки, содержащей имя партона, дана информация о расположении цветов на струне: `A` – для первого входа струны, `I` – для всех промежуточных и `V` – для последнего.

Можно вставлять строки, состоящие только из последовательностей символов `======`, чтобы отделить друг от друга различные секции в записи события, см. `MSTU(70) - MSTU(80)`.

`= 2 :` дает более обширную распечатку записи текущего события в 132-колоночном формате, подходящем для принтеров или рабочих станций. Для каждого входа дается следующая информация: номер входа `I`, имя партона/частицы (с дополнениями, как описано для `= 1`), код состояния (`K(I,1)`), код аромата KF (`K(I,2)`), номер материнской строки (`K(I,3)`), указатели продуктов распада или цветового потока (`K(I,4) , K(I,5)`), три проекции импульса, энергия и масса (`P(I,1) - P(I,5)`). Если `MSTU(3)` отлично от нуля, то строки, идущие непосредственно после записи соответствующего события, также вносятся в распечатку. Заключительная строка содержит информацию относительно полного заряда, импульса, энергии и инвариантной массы. Здесь также можно вставлять строки, содержащие только символы `======` .

`= 3 :` дает распечатку такого же вида, что и `= 2`, но с дополнительной строкой для каждого входа, содержащей информацию о положении вершины и времени рождения (`V(I,1) - V(I,4)`) и, для нестабильных частиц, инвариантное время жизни (`V(I,5)`).

`= 11 :` дает простую распечатку всех кодов партонов/частиц, определенных в программе, с кодами KF и соответствующими именами частиц. Распечатка сгруппирована по видам частиц в порядке возрастания в пределах каждой группы.

`= 12 :` дает распечатку всех партонов/частиц и данных по распадам, используемых в программе. Каждый партон/частица представлен одной строкой, содержащей KF-код, сжатый код KC, имя частицы, имя соответствующей античастицы (если присутствует), электрический и цветовой заряд (сохраненный в `KCHG`), массу, ширину резонанса и максимальную ширину, среднее инвариантное время жизни (в `PMAS`), а также информацию о том, является ли частица стабильной (в `MDCY`). Непосредственно после информации о частице следует информация о каналах распада. Каждый канал распада получает по одной строке, содержащей номер канала (`IDC`, считываемый из `MDCY`), ключ включено/выключено для канала, тип матричного элемента (`MDME`), вероятность распада по данному каналу (`BRAT`) и продукты распада (`KFDP`). Флаг `MSTU(14)` может использоваться для установки максимального аромата, для которого делается распечатка отдельных каналов распада для разных частиц. Значение по умолчанию (= 0) отвечает определению каналов по отдельности (KC> 100, если KF> 0). Для сохранения формата вывода результатов моды распадов тяжелых адронов, определенные одновременно (а не по отдельности), никогда не распечатываются; они имеют KC-коды 84 – 88, содержащие соответствующую информацию.

`= 13 :` дает список текущих значений аргументов `MSTU`, `PARU`, `MSTJ` и `PARJ` и первых 200 входов в `PARF`. Это полезно для проверки в случае, когда значения по умолчанию были изменены в текущем выполнении.

```
CALL LUUPDA(MUPDA,LFN)
```

Назначение: дает возможность изменять характеристики частиц (массу, ширину, включение/выключение распадов и пр.) или сохранять несколько версий измененных характеристик для специфических целей (например, для изучения с-аромата).

`MUPDA :` определяет вид предпринимаемого действия.

`= 1 :` распечатывает таблицу характеристик частиц, которую вы можете потом редактировать на досуге. Для обычной распечатки данных по распадам можно использовать `LULIST(12)`, но при этом не получится внести нужные изменения характеристик и заставить программу снова считать это. Для каждого сжатого кода аромата KC = 1 – 500 печатается одна строка, содержащая KC (`I5`), основное, т.е. без указания заряда и пр., имя частицы (`2X,A8`) в `CHAF`, электрический (`I3`) и цветовой (`I3`) заряды, отличие кодов частицы и античастицы (`I3`) в `KCHG`, массу (`F12.5`), массовую ширину (`F12.5`), максимальное уширение (`F12.5`) и среднее инвариантное время жизни (`2X,F12.5`) в `PMAS`, а также ключ включено/выключено для распадов (I3) в `MDCY(KC,1)`. После строки KC следует по одной строке на каждый возможный канал распада, содержащей коды `MDME` (`5X,2I5`), вероятность распада по данному каналу (`5X,F12.5`) в `BRAT` и код `KFDP` для продуктов распада (`5I8`) с нулевым смещением, если число продуктов распада меньше 5.

`= 2 :` чтение характеристик частиц, распечатанных при `= 1`, а затем отредактированных вами, и последующее использование этих данных в текущем выполнении. Чтение выполняется в установленном формате, что означает, что вы должны сохранять формат кодов, описанный для `= 1`, в процессе редактирования. Делается ряд проверок на предмет того, разумно ли выглядят вводимые данные, и печатается предупреждение, если это не так. Если сообщается, что в данном канале распада не сохраняется заряд, это должно быть воспринято со всей серьезностью. Предупреждения типа того, что распад является неразрешенным кинематически, не являются такими серьезными, как и сообщения о том, что конкретную моду распада нельзя включить, пока не увеличена масса частицы.

`= 3 :` печатает текущие характеристики частиц как строки данных, которые могут редактироваться в `BLOCK DATA LUDATA` для постоянного замещения данных. Эта опция предназначена только для автора программы, а не для пользователей.

`LFN :` логическое имя файла, в который данные должны быть записаны или из которого должны читаться. Очевидно, что нужно сделать этот файл должным образом открытым для чтения или записи (так как определение имен файлов зависит от типа компьютера).

`KK = KLU(I,J)`

Назначение: дает различные целочисленные характеристики события. Обратите внимание, что многие опции (в частности, `I` $>$ 0, `J` $\geq$ 14) относятся к истории события и не будут работать после вызова `LUEDIT`.

`I=0, J= :` свойства, относящиеся ко всему событию.

`= 1 :` `N`, общее число строк в записи события.

`= 2 :` общее число партонов/частиц, остающихся после фрагментации и распада.

`= 6 :` утроенный полный заряд остающихся (стабильных) партонов и частиц.

`I>0, J= :` свойства, относящиеся ко входу в строке номер `I` в записи события.

`= 1 - 5 :` `K(I,1) - K(I,5)`, то есть коды состояний партона/частицы KС, коды KF и информация о первичных цветовых потоках или продуктах распада.

`= 6 :` утроенный заряд партона/частицы.

`= 7 :` 1 – для оставшегося в конечном состоянии входа, 0 – для распавшегося, фрагментировавшего или документационного входа.

`= 8 :` KF-код (`K(I,2)`) для оставшегося входа, 0 – для распавшегося, фрагментировавшего или документационного входа.

`= 9 :` KF-код (`K(I,2)`) для партона (то есть для входа, не являющегося нейтральной по цвету частицей), 0 – для частицы.

`= 10 :` KF-код (`K(I,2)`) для частицы (то есть для нейтрального по цвету входа), 0 – для партона.

`= 11 :` сжатый код аромата KС.

`= 12 :` код цветовой информации, 0 – для бесцветных состояний, 1 – для цветного триплета, (-1) – для антитриплета и 2 – для октета.

`= 13 :` аромат "самого тяжелого" кварка или антикварка (то есть кварка с наибольшим кодом) в адроне или дикварке (включая знак минус для антикварка); 0 – в любом другом случае.

`= 14 :` номер поколения. Пучковые частицы или виртуальные частицы, отвечающие за обмен при взаимодействии – поколение 0, первичные струи/частицы – поколение 1, и т.д., добавляя по 1 на каждом шаге цепочки фрагментации/распадов.

`= 15 :` номер строки частицы предыдущего поколения (входы поколения 0 игнорируются).

`= 16 :` ранг адрона в соответствующей струе. "Ранг" означает порядок следования в пространстве ароматов, так что адрон, содержащий первичный аромат струи, имеет ранг 1, который увеличивается на 1 для каждого шага дальше по порядку ароматов. Все продукты распада наследуют ранг своей родительской частицы. Принимая во внимание, что адроны первого ранга в кварковой струе всегда хорошо определены, определение более высоких рангов существенно только для независимой фрагментации кварковых струй. В других случаях ранг относится к порядку, в котором фактически производится моделирование, и не представляет большого интереса.

`= 17 :` номер поколения после коллапса струйной системы в одну частицу; 0 – для входа, полученного не в результате коллапса, и (-1) – для входа с неизвестной историей. Частица, сформированная в результате коллапса, принадлежит к поколению 1, и номер поколения увеличивается на каждом шаге распада.

`= 18 :` число продуктов распадов/фрагментации (определенное только в обобщенном смысле для фрагментации).

`= 19 :` первичный цвет для ливнеобразующего партона; 0 – во всех остальных случаях.

`= 20 :` первичный антицвет для ливнеобразующего партона; 0 – во всех остальных случаях.

`= 21 :` позиция дочернего цвета для ливнеобразующего партона; 0 – во всех остальных случаях.

`= 22 :` позиция дочернего антицвета для ливнеобразующего партона; 0 – во всех остальных случаях.

```
PP = PLU(I,J)
```

Назначение: дает различные действительные значения для характеристик события. Обратите внимание, что некоторые опции (`I>` 0, `J` = 20 - 25) прежде всего предназначены для анализа струй в их системе ЦМ и требуют вызова `LUEXEC` для текущей начальной конфигурации партонов/частиц, но при этом самый последний вызов `LUEXEC` не должен следовать за вызовом `LUROBO`.

`I=0, J= :` свойства, относящиеся ко всему событию.

`= 1 - 4 :` сумма p_x, p_y, p_z и E, соответственно, для всех стабильных оставшихся входов.

`= 5 :` инвариантная масса стабильных оставшихся входов.

`= 6 :` сумма электрических зарядов стабильных оставшихся входов.

`I> 0, J= :` свойства, относящиеся ко входу в строке номер `I` в записи события.

`= 1 - 5 :` `P(I,1) - P(I,5)`, то есть обычно – p_x, p_y, p_z, E и m струи/частицы.

`= 6 :` электрический заряд e.

`= 7 :` квадрат импульса $|\mathbf{p}|^2 = \mathbf{p_x^2} + \mathbf{p_y^2} + \mathbf{p_z^2}$.

`= 8 :` модуль импульса $|\mathbf{p}|$.

`= 9 :` квадрат поперечного импульса $p_\perp^2 = p_x^2 + p_y^2$.

`= 10 :` поперечный импульс $p_\perp$.

`= 11 :` квадрат поперечной массы $m_\perp^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2$.

`= 12 :` поперечная масса $m_\perp$.

`= 13 - 14 :` полярный угол θ в радианах (от 0 до π) или градусах, соответственно.

`= 15 - 16 :` азимутальный угол φ в радианах (от $-\pi$ до π) или градусах, соответственно.

`= 17 :` истинная быстрота $y = (1/2)\,\ln((E + p_z)/(E - p_z))$.

`= 18 :` быстрота y_π, полученная в предположении, что частица является пионом, при вычислении энергии E, используемой в формуле выше, записываемой через (считающийся известным) импульс $\mathbf{p}$.

`= 19 :` псевдобыстрота $\eta = (1/2)\,\ln((p + p_z)/(p - p_z))$.

`= 20 :` доля импульса $x_p = 2|\mathbf{p}|/\mathbf{W}$, где W – полная энергия начальной конфигурации струй/частиц.

`= 21 :` $x_F = 2p_z/W$ (фейнмановская переменная x, если система частиц изучается в системе ЦМ)

`= 22 :` $x_\perp = 2p_\perp/W$.

`= 23 :` $x_E = 2E/W$.

`= 24 :` $z_+ = (E + p_z)/W$.

`= 25 :` $z_- = (E - p_z)/W$.

14.4 Общие ключи и аргументы

Общий блок `LUDAT1`, а также `LUJETS`, вероятно, наиболее доступны пользователю Jetset. Здесь пользователь может во всех подробностях задать, что должна делать программа, если режим работы по умолчанию его не удовлетворяет.

```
COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
```

Назначение: дает доступ к ряду кодов состояний и аргументов, которые регулируют выполнение программы в целом. `MSTU` и `PARU` связаны с прикладными функциями, а также дают несколько параметров стандартной модели, в то время как `MSTJ` и `PARJ` определяют основные физические положения. Некоторые переменные из `LUDAT1` описаны в другом месте, а здесь приводятся только ссылки на соответствующие разделы. Это, в частности, относится к большинству констант связи, в основном используемых в Pythia, которые описываются в следующем разделе.

`MSTU(1), MSTU(2)` : (D=0,0) могут использоваться для замены значений нижнего и верхнего пределов (обычно 1 и `N`) при действии `LUROBO` и в большинстве вызовов `LUEDIT` и `LULIST`. Вновь устанавливаются на 0 при вызове `LUEXEC`.

`MSTU(3)` : (D=0) число строк с дополнительной информацией, стоящих после строки `N`. Вновь устанавливается на 0 при вызове `LUEXEC` или `LUEDIT`, когда удалены частицы.

`MSTU(4)` : (D=4000) число строк, доступных в общем блоке `LUJETS`. Это значение всегда изменяется в случае, когда размерности массивов `K` и `P` были изменены пользователем, но во всех других случаях это значение трогать нельзя. Максимальная разрешенная величина – 10000, если значение `MSTU(5)` также не было изменено.

`MSTU(5)` : (D=10000) используется при конструировании специфической информации о цветопотоке, сохраненной в `K(I,4)` и `K(I,5)` для `K(I,3) =` 3, 13 или 14. Основная форма для `j =` 4 или 5 – `K(I,j)` $= 2\times$ `MSTU(5)`$^2\times$MCFR+ `MSTU(5)`^{2} $\times$MCTO+ `MSTU(5)` $\times$ICTO+ICFR, с примечанием как в разделе 5.2. При этом всегда должно быть `MSTU(5)` $\geq$ `MSTU(4)`. На 32-разрядной машине значения `MSTU(5)` $>$ 20000 могут привести к проблеме переполнения, и их следует избегать.

`MSTU(6)` : (D=500) число кодов КС, доступных в массивах `KCHG`, `PMAS`, `MDCY` и `CHAF`; изменяется, если размерности этих массивов были изменены.

`MSTU(7)` : (D=2000) число каналов распадов, доступных в массивах `MDME`, `BRAT` и `KFDP`; изменяется, если размерности этих массивов были изменены.

`MSTU(10)` : (D=2) масса партона/частицы в программах заполнения (`LU1ENT`, `LU2ENT`, `LU3ENT`, `LU4ENT`).
- `= 0` : предполагается, что масса равна нулю.
- `= 1` : сохраняется произвольное значение массы в `P(I,5)`. (Это может использоваться, например, при описании кинематики партонов не на массовой поверхности).
- `= 2` : массы находятся по таблицам масс, как обычно.

`MSTU(11)` : (D=6) номер файла, в который записываются все результаты после выполнения программы. Здесь вы сами отвечаете за то, чтобы соответствующий файл также был открыт для вывода.

`MSTU(12)` : (D=1) печать заголовка (указывается версия и последняя дата изменения) в выходном файле.

`= 0` : не печатается.

`= 1` : печатается.

`MSTU(13)` : (D=1) печать информации о значениях переменных, измененных при вызове `LUGIVE`.

`= 0` : никакая информация не обеспечивается.

`= 1` : информация печатается при стандартном выводе.

`MSTU(14)` : (D=0) если это значение отлично от нуля, то оно дает максимальный аромат, для которого вызов `LULIST(12)` будет давать характеристики частиц для возможных адронов. При `MSTU(14) = 5` печатаются только известные адроны. Если `= 0`, печатаются только специально выделенные частицы (то есть или KF$\leq$ 100, или еще и KF$>$ 100 и KC$>$ 100).

`MSTU(15)` : (D=1) выбор символов, используемых в именах частиц для обозначения античастиц; появляется в распечатках `LULIST` или в приложениях `LUNAME`.

`= 1` : символ тильда "$\sim$".

`= 2` : символ "bar".

`MSTU(16)` : (D=1) выбор указателей на материнскую частицу для частиц, полученных при фрагментации партонной системы.

`= 1` : все первичные частицы системы отмечены в строке с KF = 92 или 93 для струнной или независимой фрагментации, соответственно, или в строке с KF = 91, если струйная система имеет настолько малую массу, что вынуждена распадаться в одну или две частицы. Два (или больше) инициатора ливня ливневой партонной системы отмечены в строке с KF = 94. Входы с KF = 91 – 94 также содержат указатели на предшествующие партоны, так, чтобы входы с KF = 91 – 94 составляли соответствующую часть истории события.

`= 2` : хотя строки с KF = 91 – 94 присутствуют и содержат правильные указатели на материнскую и дочерние частицы, они не дают соответствующую часть истории события, т.к. частицы, получаемые при фрагментации струны, отмечены непосредственно в строке, содержащей один из двух конечных партонов струны (в зависимости от того, с какого конца струны они были получены), частицы, полученные в результате независимой фрагментации, отмечены в строке с соответствующим партоном, от которого они были произведены, частицы в маломассовых системах отмечены в строке с соответствующим конечным партоном, а инициаторы ливня отмечены в строке для первоначальной частицы, находившейся на массовой поверхности. Указатели на дочерние частицы также обходят входы KF = 91 – 94. При независимой фрагментации нужно, чтобы партон вообще не производил никаких частиц, и тогда на месте указателей на дочерние частицы стоит 0.

Примечание : `MSTU(16)` не должно изменяться в процессе между генерацией события и трансляцией записи этого события при вызове `LUHEPC`, так как это может привести к ошибочной трансляции истории события.

`MSTU(17)` : (D=0) опция для сохранения значений `MSTU(90)` и информации относительно значений z при рождении тяжелых ароматов.

`= 0` : `MSTU(90)` вновь устанавливается на ноль при каждом вызове `LUEXEC`. Это разумное решение, если `LUEXEC` вызывается только один раз за событие, как это обычно и бывает, если только вы самостоятельно не вызываете `LUEXEC`.

= 1 : Вы должны каждый раз устанавливать `MSTU(90)` на ноль самостоятельно перед каждым новым событием. Это соответствует ситуации, когда для одного события может делаться несколько вызовов `LUEXEC`, то есть когда вы обращаетесь непосредственно к `LUEXEC`.

`MSTU(19)` : (D=0) предупреждение при установке нефизических значений ароматов при вызове `LU2ENT`, `LU3ENT` или `LU4ENT`.

= 0 : выдается предупреждение.

= 1 : не выдается никаких предупреждений; `MSTU(19)` вновь устанавливается на 0 при каждом вызове одной из этих программ.

`MSTU(21)` : (D=2) проверка на наличие возможных ошибок в ходе выполнения программы. Очевидно, что нет никакой гарантии "вылавливания" всех ошибок, но можно найти некоторые из наиболее тривиальных ошибок, возникших по вине пользователя.

= 0 : обнаружение ошибки не приводит к каким-либо немедленным действиям, так что программа попытается с ней справиться, что может означать, например, зацикливание выполнения.

= 1 : конфигурации партонов/частиц проверяются на возможные ошибки. В случае возникновения проблем делается выход из подпрограммы, которая дает плохой результат, но генерация события продолжается. Для первой ошибки печатается сообщение; после этого не появляется больше никаких сообщений.

= 2 : конфигурации партонов/частиц проверяются на возможные ошибки. В случае возникновения проблем делается выход из соответствующей подпрограммы, а потом и из `LUEXEC`. После этого вы можете исправить ошибку и продолжить выполнение, сделав другой вызов `LUEXEC`. Для первой ошибки печатается сообщение после того, как было распечатано последнее событие и остановлено выполнение.

`MSTU(22)` : (D=10) максимальное число печатаемых ошибок.

`MSTU(23)` : (I) индекс числа ошибок в выполнении.

`MSTU(24)` : (R) тип самой последней ошибки в выполнении; причина, по которой событие не было полностью сгенерировано. Устанавливается заново при каждом вызове `LUEXEC`.

= 0 : нет никаких ошибок в выполнении.

= 1 : достигли конца, или записываемая информация находится вне памяти `LUJETS`.

= 2 : неизвестный код аромата или нефизическая комбинация кодов; также может быть вызвана ошибочной информацией об объединении партонов в струну.

= 3 : энергия или масса слишком мала, или установлены нефизические значения кинематических переменных.

= 4 : программа "зациклилась".

= 5 : импульс, энергия или заряд не сохраняется (хотя разрешены ошибки порядка машинной точности вычислений, см. `PARU(11)`); вычисляется только после того, как событие было полностью сгенерировано, и не применяется, когда используется независимая фрагментация без сохранения импульса.

`= 6` : ошибка вызова внешнего пакета для фрагментации/распадов (например, программ для e^+e^-).

`= 7` : ввод противоречивых данных по частицам в `LUUPDA` (`MUPDA = 2`) или другая связанная с `LUUPDA` проблема.

`= 8` : проблемы в более периферийных сервисных программах.

`= 9` : различные другие проблемы.

`MSTU (25)`: (D=1) печать предупреждений и сообщений.

`= 0` : никакие предупреждения не печатаются.

`= 1` : вначале печатаются предупреждения `MSTU(26)`, после чего больше никаких сообщений не появляется.

`MSTU(26)` : (D=10) максимальное число печатаемых предупреждений.

`MSTU(27)` : (I) индекс числа предупреждений при выполнении.

`MSTU(28)` : (R) тип самого последнего данного предупреждения, с кодами, аналогичными `MSTU(24)`, но менее серьезного характера.

`MSTU(31)` : (I) число вызовов `LUEXEC` в данном выполнении.

`MSTU(32)` : (I) число входов, сохраненных при вызове `LUEDIT(-1)`.

`MSTU(33)` : (I) если установлено на 1 перед вызовом `LUDBRB`, то векторы `V` (для набора частиц, которые нужно вращать/смещать) устанавливаются на 0 перед выполнением вращения/смещения. `MSTU(33)` снова устанавливается на 0 при вызове `LUDBRB`. Не действует при вызове `LUROBO`.

`MSTU(41) - MSTU(63)` : ключи для программ анализа события, см. параграф 15.2.7.

`MSTU(70)` : (D=0) число строк, состоящих только из знаков равенства (`=====`), которые вставлены в распечатку события, полученную из `LULIST(1)`, `LULIST(2)` или `LULIST(3)`, чтобы отделить друг от друга разные разделы в записи события. Максимальное число таких строк равно 10; см. `MSTU(71) - MSTU(80)`. Устанавливается заново при вызове `LUEDIT` с аргументами 0 – 5.

`MSTU(71) - MSTU(80)` : номера строк, ниже которых вставлены строки, состоящие только из знаков равенства (`======`) в распечатке события. Доступны только первые 10 разрешенных позиций `MSTU(70)`.

`MSTU(90)` : число адронов, содержащих тяжелый аромат (чарм- или более тяжелый), сгенерированных в текущем событии, для которых позиции в записи события сохраняются в `MSTU(91) - MSTU(98)`, а величина z при фрагментации – в `PARU(91) - PARU(98)`. Сохраняется не больше восьми значений (обычно это не приводит к каким-либо проблемам). Значение z не может быть сохранено для тяжелых сгенерированных адронов, когда струна имеет настолько малую массу, что коллапсирует в одну или две частицы, а также в случае, когда адрон получается как одна из двух конечных частиц при фрагментации струны. Если `MSTU(17) = 1`, то `MSTU(90)` должен каждый раз устанавливаться вами на ноль перед каждым новым событием, если это не выполнено автоматически.

`MSTU(91) - MSTU(98)` : первые `MSTU(90)` позиций заполняются номерами строк адронов, содержащих тяжелые ароматы, сгенерированных в текущем событии. См. `MSTU(90)` для получения дополнительной информации. Обратите внимание, что информация портится при вызовах `LUEDIT` для опций 0 – 5 и 21 – 23; однако вызовы с опциями 11 – 15 работают.

`MSTU(101) - MSTU(118)` : ключи, связанные с константами связи, см. раздел 14.5.

`MSTU(161), MSTU(162)` : информация, используемая в программах анализа события, см. параграф 15.2.7.

`MSTU(181)` : (R) номер версии JETSET.

`MSTU(182)` : (R) номер подверсии JETSET.
`MSTU(183)` : (R) год последнего изменения JETSET.
`MSTU(184)` : (R) месяц последнего изменения JETSET.
`MSTU(185)` : (R) день последнего изменения JETSET.

`PARU(1)` : (R) $\pi \approx 3.1415927$.
`PARU(2)` : (R) $2\pi \approx 6.2831854$.
`PARU(3)` : (D=0.1973) коэффициент пересчета для ГэВ$^{-1}$ → фм или фм$^{-1}$ → ГэВ.
`PARU(4)` : (D=5.068) коэффициент пересчета для фм → ГэВ$^{-1}$ или ГэВ → фм$^{-1}$.
`PARU(5)` : (D=0.3894) коэффициент пересчета для ГэВ$^{-2}$ → мб или мб$^{-1}$ → ГэВ^2.
`PARU(6)` : (D=2.568) коэффициент пересчета для мб→ ГэВ$^{-2}$ или ГэВ^2 → мб$^{-1}$.
`PARU(11)` : (D=0.001) относительная ошибка, то есть величина несохранения импульса и энергии, деленная на полную энергию, под которой следует понимать проблему, относящуюся к точности машинных вычислений, а не возникновение какой-либо физической ошибки (см. `MSTU(24) = 5`).
`PARU(12)` : (D=0.09 ГэВ^2) эффективное ограничение на квадрат массы, ниже которого партоны могут объединяться для упрощения кинематики струнной фрагментации (из-за ограниченной точности машинных вычислений).
`PARU(13)` : (D=0.01) эффективное ограничение на углы в радианах для объединения партонов, используемое вместе с `PARU(12)`.
`PARU(21)` : (I) дает полную энергию W для первого поколения струй/частиц после вызова `LUEXEC`; используется с функцией `PLU` для `I> 0`, `J=` 20 – 25.
`PARU(41) - PARU(63)` : параметры для программ анализа события, см. параграф 15.2.7.
`PARU(91) - PARU(98)` : первые `MSTU(90)` позиций будут заполнены значениями z для фрагментации, используемыми внутри программы при генерации адронов, содержащих тяжелые ароматы (функция для перевода этих значений в фактические энергии и импульсы наблюдаемых адронов есть сложная функция от конфигурации струны). Частица со значением z, сохраненным в `PARU(i)`, должна находиться в строке `MSTU(i)` записи события. См. `MSTU(90)` и `MSTU(91) - MSTU(98)` для получения дополнительной информации.
`PARU(101) - PARU(195)` : различные константы связи и параметры, связанные с ними, см. раздел 14.5.
`MSTJ(1)` : (D=1) выбор схемы фрагментации.
  `= 0` : вообще нет никакой фрагментации для струй.
  `= 1` : струнная фрагментация в соответствии с лундовской моделью.
  `= 2` : независимая фрагментация согласно спецификации в `MSTJ(2)` и `MSTJ(3)`.
`MSTJ(2)` : (D=3) схема фрагментации глюонных струй при независимой фрагментации.
  `= 1` : считается, что глюон фрагментирует подобно u-, d-, s-кварку или антикварку.
  `= 2` : как `= 1`, но значения продольных (см. `PARJ(43)`, `PARJ(44)` и `PARJ(59)`) и поперечных (см. `PARJ(22)`) компонент импульса при замене кварка или антикварка на глюон могут быть определены по отдельности.
  `= 3` : считается, что глюон фрагментирует подобно паре, состоящей из u-, d-, s-кварка и соответствующего антикварка, и расщепление энергии глюона дается в соответствии с функцией расщепления Альтарелли–Паризи.
  `= 4` : как `= 3`, но свойства продольных (см. `PARJ(43)`, `PARJ(44)` и `PARJ(59)`) и поперечных (см. `PARJ(22)`) компонент импульса при замене кварка и

антикварка на глюон могут быть определены по отдельности.

`MSTJ(3)` : (D=0) опции сохранения энергии, импульса и аромата при независимой фрагментации. Всякий раз, когда ниже предполагается сохранение импульса, также неявно принимается и сохранение энергии и аромата.

`= 0` : нет никакого явного сохранения величин любого типа выше.

`= 1` : частицы имеют распределения по импульсам в соответствии с со своими энергиями (грубо эквивалентно смещению события в систему ЦМ). Это аналогично подходу, используемому в программе Ali [Ali80].

`= 2` : частицы имеют распределения по импульсам в соответствии со значением продольной массы, вычисляемой по направлению асимметрии распределений.

`= 3` : частицы имеют одинаковые распределения по импульсам.

`= 4` : поперечные импульсы скомпенсированы в каждой отдельной струе, а продольные импульсы пересчитаны так, чтобы отношение импульсов конечной струи и начального партона было одинаковым для всех струй события. Это аналогично подходу, используемому в программе Hoyer [Hoy79].

`= 5` : только аромат сохраняется явно.

`= 6 - 10` : как `= 1 - 5`, за исключением того, что выше несколько синглетных по цвету систем, которые следовали непосредственно друг за другом в распечатке события (например, $q\bar{q}q\bar{q}$), трактовались как одна система, тогда как здесь они рассматриваются как отдельные системы.

`= -1` : независимая фрагментация, при которой сохраняются также частицы, движущиеся назад относительно направления струи, и, таким образом, ошибка рассогласования значений энергии и импульса может быть большой.

`MSTJ(11)` : (D=1) выбор продольной функции фрагментации, определяющей, какую часть полной энергии забирает вновь созданный адрон.

`= 1` : лундовская симметричная функция фрагментации, см. `PARJ(41) - PARJ(45)`.

`= 2` : выбор различных функций фрагментации для каждого аромата в отдельности, см. `PARJ(51) - PARJ(59)`.

`= 3` : гибридная схема, где для легких ароматов выбирается симметричная лундовская функция (`= 1`), а для чарм- и более тяжелых ароматов форма может выбираться отдельно для каждого, например, в соответствии с функцией SLAC (`= 2`).

`= 4` : лундовская симметричная функция фрагментации (`= 1`) для тяжелых кварков, изменяющаяся согласно баулеровской (Artru-Mennessier, Morris) пространственно-временной картине эволюции струны, см. `PARJ(46)`.

`= 5` : как `= 4`, но с возможностью интерполяции к баулеровской и лундовской картинам по отдельности для c, b и t; см. `PARJ(46) - PARJ(48)`.

`MSTJ(12)` : (D=2) выбор модели рождения бариона.

`= 0` : нет никакого парного рождения бариона-антибариона; начальный дикварк трактуется как одно целое.

`= 1` : разрешено парное рождение дикварка-антидикварка; дикварк трактуется как одно целое.

`= 2` : разрешено парное рождение дикварк-антидикварка, с возможностью для дикварка расщепляться по схеме "попкорн".

`= 3` : как `= 2`, но, кроме того, рождение барионов первого ранга может быть подавлено фактором `PARJ(19)`.

`MSTJ(13)` : (D=0) генерация поперечного импульса для конечного кварка в струе, полученной от отдельного кварка, или для конечных кварков в $q\bar{q}$-струйной системе (для многоструйных событий предполагается, что для конечных кварков поперечный импульс равен нулю).

`= 0` : нет никакого поперечного импульса для конечных кварков.

`= 1` : конечные кварки получают поперечные импульсы подобно обычным парам $q\bar{q}$, рожденным в цветовом поле (см. `PARJ(21)`); в 2-струйных системах конечные кварки получают соответствующим образом скомпенсированные поперечные импульсы.

`MSTJ(14)` : (D=1) обработка синглетной по цвету струйной системы с малой инвариантной массой.

`= 0` : не соблюдается никаких предосторожностей, что означает, что впоследствии могут возникнуть проблемы в `LUSTRF` (или `LUINDF`).

`= 1` : малым струйным системам разрешено коллапсировать в две или, если и на это не хватает массы, в одну частицу. Обычно все маломассовые струйные системы обрабатываются таким образом, начиная с самых легких, но некоторые системы остаются необработанными; например, пары дикварк-антидикварк со значением массы ниже двухчастичного порога рождения.

`= -1` : специальная опция для вызова `LUPREP`, где не принято никаких мер предосторожностей (как и в `= 0`), но, кроме того, не делается никаких проверок на присутствие маломассовых систем; то есть `LUPREP` только перестраивает цветные струны.

`MSTJ(15)` : (D=0) вероятность рождения новых ароматов.

`= 0` : согласно стандартной лундовской параметризации, как дается в `PARJ(1) - PARJ(20)`.

`= 1` : согласно вероятностям, заданным в `PARF(201) - PARF(1960)`; обратите внимание, что здесь нет никаких значений по умолчанию, то есть значения `PARF` должны быть установлены вами самостоятельно. По-прежнему может использоваться ключ `MSTJ(12)` для установки способа рождения бариона, с той разницей, что `MSTJ(12) = 2` здесь позволяет получить произвольное число мезонов между барионом и антибарионом (так как вероятность процесса дикварк → мезон + новый дикварк считается независящей от предыстории).

`MSTJ(21)` : (D=2) тип распадов частицы.

`= 0` : все распады запрещены.

`= 1` : частица, определенная как нестабильная с `MDCY`-вектором и конкретными каналами распада, может распадаться в пределах области, данной в `MSTJ(22)`. После распада частицы продукты могут образовывать струи, которые впоследствии фрагментируют в соответствии со значением `MSTJ(1)`.

`= 2` : как `= 1` за исключением того, что для струйной системы $q\bar{q}$, полученной при распаде (например, для B-мезона), всегда задана струнная фрагментация, а не другие значения `MSTJ(1)` (это означает, что импульс, энергия и заряд сохраняются при распаде).

`MSTJ(22)` : (D=1) ограничения на длину распада для частицы, которой разрешен распад согласно значениям `MSTJ(21)` и `MDCY`.

= 1 : частица, определенная как нестабильная, всегда распадается.

= 2 : частица распадается только в том случае, когда среднее инвариантное время жизни больше PARJ(71).

= 3 : частица распадается только в том случае, когда вершина распада находится в пределах расстояния PARJ(72).

= 4: частица распадается только тогда, когда вершина распада находится в пределах цилиндрического объема радиуса PARJ(73) в плоскости xy и с длиной ±PARJ(74) по оси z.

MSTJ(23) : (D=1) возможность развития ливня от пары $q\bar{q}$, полученной как продукт распада.

= 0 : нет никаких ливней.

= 1 : каждый раз, когда код матричного элемента для данного канала распада MDME(IDC,2) = 22, 23 или 33, два первых продукта распада (если они являются партонами) могут давать ливень, как синглетная по цвету подсистема, и максимальная виртуальность определяется значением инвариантной массы пары.

MSTJ(24) : (D=2) массы частиц.

= 0 : используются дискретные значения масс.

= 1 : регистрируемые частицы имеют массовые распределения с шириной, определенной вектором PMAS, полученной из усеченной брейт-вигнеровской формы, линейной по m, ур. (13.2).

= 2 : как = 1, но все стандартные бозоны (фактически, все частицы с $|KF| \leq 100$) имеют брейт-вигнеровские распределения, квадратичные по m, как получается из пропагаторов.

= 3 : как = 1, но для всех частиц используется брейт-вигнеровская форма, квадратичная по m, ур. (13.3).

MSTJ(25) : (D=1) включение пропагатора $\mathrm{W}^{\pm}$ в дополнение к стандартному "бесконечно тяжелому" $(V-A)$ матричному элементу слабого взаимодействия в распадах t-, l- или h-кварка и χ-лептона.

= 0 : не включается.

= 1 : включается.

MSTJ(26) : (D=0) включение смешивания B - $\bar{B}$ в распадах.

= 0 : не включается.

= 1 : включается, с параметрами смешивания, данными в PARJ(76) и PARJ(77). Смешивание в распадах никак специально не отмечается.

= 2 : включается, как и = 1, но $B(\bar{B})$, распадающийся как $\bar{B}(B)$, отмечается как K(I,1)=12 (а не как обычно, K(I,1)=11).

MSTJ(41) - MSTJ(49) : ключи для времениподобных партонных ливней, см. раздел 10.4.

MSTJ(51) : (D=0) включение эффекта Бозе-Эйнштейна.

= 0 : эффект не включается.

= 1 : эффект включается в соответствии с экспоненциальной параметризацией $C_2(Q)$ = 1+PARJ(92) $\times \exp(-Q/$PARJ(93)$)$, где $C_2(Q)$ дает отношение числа частиц, сгенерированных со значением Q с учетом влияния эффекта Бозе-Эйнштейна, к соответствующему значению без учета этого эффекта, а относительный импульс Q определяется из соотношения $Q^2(p_1,p_2) = -(p_1-p_2)^2 = (p_1+p_2)^2 - 4m^2$. Частицы с шириной, большей PARJ(91), считаются имеющими достаточно времени перед распадом, так что для них эффект должен рассматриваться.

= 2 : эффект включается в соответствии с гауссовой параметризацией $C_2(Q) = 1+$`PARJ(92)`$\times \exp(-(Q/$`PARJ(93)`$)^2)$, с примечаниями и комментариями, как и выше.

MSTJ(52) : (D=3) число частиц различных типов, для которых должны включаться бозе-эйнштейновские корреляции, располагающихся по цепочке π^+, π^-, π^0, K$^+$, K$^-$, K^0_S, K^0_L, η и η'. Значение по умолчанию соответствует включению всех пионов (π^+, π^-, π^0), значение 7 – включению также и всех каонов, и 9 – максимальному числу частиц.

MSTJ(91) : (I) флаг для генерации глюонной струи с опциями MSTJ(2) = 2 или 4 (имеет значение = 1 или = 0).

MSTJ(92) : (I) флаг, указывающий, что имеется пара $q\bar{q}$, gg или триплет ggg, полученные в LUDECY, для которых может развиваться ливень; равен 0, если нет никакой пары или триплета, равен номеру входа первого партона, если пара действительно существует, и номеру входа первого партона со знаком "–", если триплет действительно существует.

MSTJ(93) : (I) ключ для действия ULMASS. Вновь устанавливается на 0 при каждом вызове ULMASS.

= 0 : обычное действие.

= 1 : массы легких кварков (d, u, s, c, b) задаются в PARF(101) - PARF(105), а не в PMAS(1,1) - PMAS(5,1). Массы дикварков даются как сумма масс кварков, без слагаемого, учитывающего спиновое расщепление.

= 2 : как = 1. Дополнительные постоянные члены PARF(121) и PARF(122) содержат выражения, зависящие от масс кварков и дикварков, соответственно.

PARJ(1) : (D=0.10) $\mathcal{P}(qq)/\mathcal{P}(q)$, подавление рождения пары дикварк-антидикварк в цветовом поле по сравнению с рождением кварк-антикварковой пары.

PARJ(2) : (D=0.30) $\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(u)$, подавление рождения пар s-кварков в поле по сравнению с рождением пары u- или d-кварков.

PARJ(3) : (D=0.4) $(\mathcal{P}(us)/\mathcal{P}(ud))/(\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(d))$, подавление рождения странных дикварков, дополнительно к обычному подавлению странных кварков.

PARJ(4) : (D=0.05) $(1/3)\mathcal{P}(ud_1)/\mathcal{P}(ud_0)$, подавление дикварков со спином 1 по сравнению с дикварками со спином 0 (опуская коэффициент 3, возникающий от учета спина).

PARJ(5) : (D=0.5) параметр, определяющий относительный выход барионов для конфигураций $BM\bar{B}$ и $B\bar{B}$ в модели "попкорн", грубо оцениваемый как $\mathcal{P}(BM\bar{B})/(\mathcal{P}(B\bar{B}) + \mathcal{P}(BM\bar{B}))$ =PARJ(5)/(0.5+PARJ(5)).

PARJ(6) : (D=0.5) дополнительное подавление при наличии пары $s\bar{s}$, разделяющей B и $\bar{B}$ в конфигурации $BM\bar{B}$.

PARJ(7) : (D=0.5) дополнительное подавление при наличии странного мезона M в конфигурации $BM\bar{B}$.

PARJ(11) - PARJ(17) : параметры, определяющие спин мезонов.

PARJ(11) : (D=0.5) – вероятность того, что легкий мезон (содержащий только u- и d-кварки) имеет спин 1 (вероятность иметь спин 0 тогда будет 1-PARJ(11)), если он был получен при фрагментации.

PARJ(12) : (D=0.6) – вероятность того, что странный мезон имеет спин 1.

PARJ(13) : (D=0.75) – вероятность того, что чармированный или более тяжелый мезон имеет спин 1.

`PARJ(14)` : (D=0.) – вероятность того, что мезон со спином 0 рождается с орбитальным угловым моментом, равным 1, и полным моментом, равным 1.

`PARJ(15)` : (D=0.) – вероятность того, что мезон со спином 1 рождается с орбитальным угловым моментом, равным 1, и полным моментом, равным 0.

`PARJ(16)` : (D=0.) – вероятность того, что мезон со спином 1 рождается с орбитальным угловым моментом, равным 1, и полным моменом, равным 1.

`PARJ(17)` : (D=0.) – вероятность того, что мезон со спином 1 рождается с орбитальным угловым моментом, равным 1, и полным моментом, равным 2.

Примечание : окончательный результат для значений, приведенных выше, с $\mathtt{i} =$ 11, 12 или 13, в зависимости от содержания ароматов, следующий:
$\mathcal{P}(S=0, L=0, J=0) = (1-\mathtt{PARJ(i)}) \times (1-\mathtt{PARJ(14)})$,
$\mathcal{P}(S=0, L=1, J=1) = (1-\mathtt{PARJ(i)}) \times \mathtt{PARJ(14)}$,
$\mathcal{P}(S=1, L=0, J=1) =$
$\mathtt{PARJ(i)} \times (1-\mathtt{PARJ(15)}-\mathtt{PARJ(16)}-\mathtt{PARJ(17)})$,
$\mathcal{P}(S=1, L=1, J=0) = \mathtt{PARJ(i)} \times \mathtt{PARJ(15)}$,
$\mathcal{P}(S=1, L=1, J=1) = \mathtt{PARJ(i)} \times \mathtt{PARJ(16)}$,
$\mathcal{P}(S=1, L=1, J=2) = \mathtt{PARJ(i)} \times \mathtt{PARJ(17)}$,
где S – "истинный" спин кварка, и J – полный угловой момент, обычно называемый спином мезона s.

`PARJ(18)` : (D=1.) дополнительный коэффициент подавления, на который умножается обычный **SU(6)**-вес для барионов со спином 3/2, и который, следовательно, приводит к нарушению **SU(6)**-симметрии в дополнение к динамическому нарушению, подразумеваемому в `PARJ(2)`, `PARJ(3)`, `PARJ(4)`, `PARJ(6)` и `PARJ(7)`.

`PARJ(19)` : (D=1.) дополнительный коэффициент подавления барионов, на который умножается обычная вероятность рождения дикварк-антидикварковой пары, и который влияет только на нарушение симметрии для ближайших к концу струны партонов, оставляя другие участки струны незатронутыми. Используется только для `MSTJ(12) = 3`.

`PARJ(21)` : (D=0.35 ГэВ) значение σ в гауссовых распределениях поперечного импульса по p_x и p_y для первичных адронов.

`PARJ(22)` : (D=1.) относительное увеличение поперечного импульса в струе глюонов, полученной при `MSTJ(2) =` 2 или 4.

`PARJ(25)` : (D=1.) дополнительный коэффициент подавления для рождения η при фрагментации; если η отклоняется, то генерируется новая пара ароматов и формируется новый адрон.

`PARJ(26)` : (D=1.) дополнительный коэффициент подавления для рождения η' при фрагментации; если η' отклоняется, то генерируется новая пара ароматов и формируется новый адрон.

`PARJ(31)` : (D=0.1 ГэВ) предельное значение энергии W_+, ниже которого останавливается генерация отдельной струи (выбирается меньше массы пиона для того, чтобы не пропустить никаких адронов в направлении вперед).

`PARJ(32)` : (D=1. ГэВ) при добавлении масс кварков используется как минимальная допустимая энергия бесцветной струйной системы.

`PARJ(33) - PARJ(34)` : (D=0.8 ГэВ, 1.5 ГэВ) при добавлении масс кварков дают предельное значения энергии, ниже которого останавливается фрагментация струйной системы, и формируются два конечных адрона. Обычно используется `PARJ(33)`, кроме случая `MSTJ(11) = 2`, когда используется `PARJ(34)`.

`PARJ(36)` : (D=2.) дает зависимость от массы конечной пары кварков для определения точки остановки процесса фрагментации. Сильно коррелирует с выбором `PARJ(33) - PARJ(35)`.

`PARJ(37)` : (D=0.2) размытие значения энергии в точке остановки.

`PARJ(38) - PARJ(39)` : (D=2.5, 0.6) дают вероятность упорядочения двух конечных адронов обратно пропорционально их быстротам согласно ур. (12.18), где $d_0 =$ `PARJ(39)` для `MSTJ(11)` $\neq 2$, и d =`PARJ(39)` для `MSTJ(11) = 2`.

`PARJ(41), PARJ(42)` : (D=0.5, 0.9 ГэВ$^{-}$2) дают параметры a и b симметричной лундовской функции фрагментации для `MSTJ(11) = 1` (и `MSTJ(11) = 3` – для обычных адронов).

`PARJ(43), PARJ(44)` : (D=0.5, 0.9 Гэв$^{-}$2) дают параметры a и b, упомянутые выше, для специального случая генерации струи глюонов и независимой фрагментации этой струи при `MSTJ(2) =` 2 или 4.

`PARJ(45)` : (D=0.5) величина, на которую, как предполагается, увеличивается эффективный параметр a в лундовской симметричной функции фрагментации, зависящей от аромата, по сравнению с обычным значением a при рождении дикварков. Конкретнее, как дано в ур. (12.5), a_α равен `PARJ(41)` при рассмотрении фрагментации кварка и равен `PARJ(41) + PARJ(45)` – при фрагментации дикварка, с соответствующим выражением для a_β, зависящим от того, является ли вновь созданный объект кварком или дикварком (для отдельной глюонной струи, сгенерированной при `MSTJ(2) =` 2 или 4, нужно заменить `PARJ(41)` на `PARJ(43)`). В модели "попкорн" мезон, рожденный между барионом и антибарионом, имеет $a_\alpha = a_\beta =$ `PARJ(41) + PARJ(45)`.

`PARJ(46) - PARJ(48)` : (D=3*1.) модификация лундовской симметричной функции фрагментации для тяжелых кварков, стоящих на концах струны, согласно рецепту Баулера, доступная при выборе `MSTJ(11) =` 4 или 5. Распределение дается в ур. (12.13). Если `MSTJ(11) = 4`, то $r_Q =$ `PARJ(46)` для всех ароматов, а если `MSTJ(11) = 5`, то $r_c =$ `PARJ(46)`, r_b =`PARJ(47)` и $r_Q =$ `PARJ(48)` для топ- и более тяжелых ароматов. `PARJ(46) - PARJ(48)`, таким образом, обеспечивают возможность интерполяции "чистого" баулеровского распределения с $r = 1$ к обычному лундовскому с $r = 0$. Дополнительные изменения, сделанные в `PARJ(43) - PARJ(45)`, автоматически учитываются при необходимости.

`PARJ(51) - PARJ(58)` : (D=3*0.77, 5*0.) дают четыре возможных способа параметризации функции фрагментации для `MSTJ(11) = 2` (и `MSTJ(11) = 3` для чарм- и более тяжелых ароматов). Фрагментация каждого аромата KF может быть выбрана по отдельности; для дикварка используется аромат самого тяжелого кварка. Для $c =$ `PARJ(50 + KF)` параметризации даются следующими выражениями:

$0 \leq$c≤ 1: Фейнман–Фильд, $f(z) = 1 - c + 3c(1-z)^2$;

$-1 \leq c < 0$: SLAC, $f(z) = 1/(z(1 - 1/z - (-c)/(1-z))^2)$;

$c > 1$: максимальное значение достигается при $z = 0$, $f(z) = (1-z)^{c-1}$;

$c < -1$: максимальное значение достигается при $z = 1$, $f(z) = z^{-c-1}$.

`PARJ(59)` : (D=1.) заменяет `PARJ(51) - PARJ(53)` для глюонной струи, сгенерированной при `MSTJ(2) =` 2 или 4.

`PARJ(61) - PARJ(63)` : (D=4.5, 0.7, 0.) параметризуют энергетическую зависимость первичного распределения множественности в фазовом пространстве распада.

Первые два значения соответствуют c_1 и c_2 в ур. (13.10), а последнее дает дополнительный член в выражении для множественности, отличающийся для различных конкретных распадов.

`PARJ(64)` : (0.003 ГэВ) минимальная кинетическая энергия в распадах ("запас прочности" для численных ошибок, связанных с точностью вычислений).

`PARJ(65)` : (D=0.5 ГэВ) масса, которая, в дополнение к массе кварка или дикварка-спектатора, считается не участвующей в слабом распаде тяжелого кварка в адрон.

`PARJ(66)` : (D=0.5) относительная вероятность перераспределения цвета при формировании двух синглетных состояний из продуктов распада. Применяется только для `MDME(IDC, 2) =` 11 – 30, то есть для области малых масс в фазовом пространстве распада.

`PARJ(71)` : (D=10 мм) максимальное среднее инвариантное время жизни для частиц, которым разрешен распад в опции `MSTJ(22) = 2`. Если используется значение по умолчанию, то K^0_S, Λ, Σ^-, Σ^+, Ξ^-, Ξ^0 и Ω^- считаются стабильными (в дополнение к тем частицам, которые обычно рассматриваются как стабильные), но c- и b-адроны по-прежнему распадаются.

`PARJ(72)` : (D=1000 мм) максимальное расстояние от точки рождения до места, в котором происходит разрешенный распад, для опции `MSTJ(22) = 3`.

`PARJ(73)` : (D=100 мм) максимальный радиус цилиндрической области $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$ от точки рождения до места, в котором происходит разрешенный распад, для опции `MSTJ(22) = 4`.

`PARJ(74)` : (D=1000 мм) максимальное расстояние z от точки рождения до места распада для `MSTJ(22) = 4`.

`PARJ(76)` : (D=0.7) параметр смешивания $x_d = \Delta M/\Gamma$ в (B^0 - $\overline{\mathrm{B}}^0$)-системе.

`PARJ(77)` : (D=10.) параметр смешивания $x_s = \Delta M/\Gamma$ в (B^0_s - $\bar{B}^0_s$)-системе.

`PARJ(81) - PARJ(88)` : параметры для времениподобных партонных ливней, см. раздел 10.4.

`PARJ(91)` : (D=0.020 ГэВ) минимальное значение ширины частицы в `PMAS(KC,2)`, выше которого считается, что распады частицы рассматриваются перед учетом эффекта Бозе–Эйнштейна.

`PARJ(92)` : (D=1.) номинальная величина эффекта Бозе–Эйнштейна для $Q = 0$, см. `MSTJ(51)`. Этот параметр, часто обозначаемый λ, характеризует величину некогерентности в процессе рождения частицы. Из-за упрощенной картины, используемой для описания эффекта Бозе–Эйнштейна, в частности, для эффекта от трех близлежащих идентичных частиц, фактическое значение λ для моделируемых событий может быть больше данной величины.

`PARJ(93)` : (D=0.20 ГэВ) размер области влияния эффекта Бозе–Эйнштейна, выраженный через переменную Q, см. `MSTJ(51)`. Более привычная размерность дается для радиуса R объема рождения: $R = \hbar/$`PARJ(93)`$\approx$ 0.2 фм×ГэВ/`PARJ(93)`=
`PARU(3)/PARJ(93)`.

14.5 Константы связи

В этом разделе содержится информация относительно двух программ вычисления поправок к α_s и α_{em}, а также вычисления других констант связи для стандартных и нестандартных частиц (стандартных в смысле – описываемых стандартной моделью электрослабых взаимодействий). Хотя первоначально этот раздел содержал только описание приложений JETSET, впоследствии в него были включены материалы, касающиеся нестандартной физики, и поэтому сейчас эта информация даже более интересна для приложений PYTHIA, а не JETSET. Поэтому все материалы, содержащиеся здесь, с таким же успехом могли бы быть представлены где-нибудь в другом месте этого руководства. Несколько констант связи, действительно, появляются в массиве `PARP`, см. раздел 9.3.

```
ALEM = ULALEM(Q2)
```

Назначение: вычисляет бегущую константу связи в электромагнитных взимодействиях α_{em}. Используемые выражения описаны в [Kle89], также см. `MSTU(101)` и `PARU(101)`.

`Q2` : значение переданного импульса Q^2, для которого вычисляется α_{em}.

```
ALPS = ULALPS(Q2)
```

Назначение: вычисляет бегущую константу связи в сильном взаимодействии α_s. Выражения первого и второго порядка даются в ур. (6.9) и (6.14). См. опции в `MSTU(111) - MSTU(118)` и `PARU(111) - PARU(118)`.

`Q2` : значение переданного импульса Q^2, для которого вычисляется α_s.

```
COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
```

Назначение: обеспечивает доступ к ряду кодов состояний и параметров, которые регулируют выполнение программы в целом. Здесь описаны только опции, связанные с константами связи; общее описание можно найти в разделе 14.4.

`MSTU(101)` : (D=1) процедура вычисления α_{em} с использованием `ULALEM`.
- `= 0` : α_{em} считается постоянной, данной в `PARU(101)`.
- `= 1` : α_{em} изменяется для разных Q^2, с учетом поправок от фермионных петель (e, μ, τ, d, u, s, c, b).

`MSTU(111)` : (D=1) вычисление α_s с использованием `ULALPS`. Значение перезаписывается при вызовах `LUEEVT`, `LUONIA` или `PYINIT` в соответствии с желаемым для конкретного изучаемого процесса.
- `= 0` : α_s – постоянная, равная `PARU(111)`.
- `= 1` : учет поправок первого порядка для α_s.
- `= 2` : учет поправок второго порядка для α_s.

`MSTU(112)` : (D=5) номинальное число ароматов, учитываемых в выражении для α_s при определении Λ.

`MSTU(113)` : (D=3) минимальное число ароматов, учитываемых в выражении для α_s, см. `MSTU(112)`.

`MSTU(114)` : (D=5) максимальное число ароматов, учитываемых в выражении для α_s, см. `MSTU(112)`.

`MSTU(115)` : (D=0) обработка особенностей в выражении для α_s при $Q^2 \to 0$.
- `= 0` : расходится как $1/\ln(Q^2/\Lambda^2)$.
- `= 1` : смягчение расхождения до $1/\ln(1 + Q^2/\Lambda^2)$.
- `= 2` : замораживание эволюции по Q^2 ниже значения `PARU(114)`, то есть эффективный параметр обрезания есть $\max(Q^2,$`PARU(114)`$)$.

`MSTU(118)` : (I) число ароматов n_f, определенное и используемое при последнем вызове

`ULALPS`.

`PARU(101)` : (D=0.00729735) α_{em}, электромагнитная константа связи для нулевого значения переданного импульса.

`PARU(102)` : (D=0.229) $\sin^2\theta_W$, угол слабого смешивания в стандартной модели взаимодействий.

`PARU(108)` : (I) значение α_{em}, полученное при последнем вызове функции `ULALEM`.

`PARU(111)` : (D=0.20) постоянное значение α_s, заданное в `ULALPS` при `MSTU(111) = 0` (а также в партонных ливнях, когда α_s считается постоянной).

`PARU(112)` : (D=0.25 ГэВ) значение Λ, используемое при вычислении α_s в `ULALPS`. Подобно `MSTU(111)`, это значение перезаписывается при вызовах физических программ, и поэтому является чисто номинальным.

`PARU(113)` : (D=1.) используется для определения порогов рождения ароматов при эффективном числе ароматов, появляющемся в выражении для α_s, равном n_f. Для порога используется выражение Q^2 =`PARU(113)` $\times m_q^2$, где m_q – масса кварка. Значение может перезаписываться при вызове какой-нибудь физической программы.

`PARU(114)` : (D=4 ГэВ^2) значение Q^2, ниже которого α_s считается константой для `MSTU(115) = 2`.

`PARU(115)` : (D=10.) максимальное значение α_s, которое будет выдавать `ULALPS`; используется при последнем обращении для того, чтобы избежать особенностей.

`PARU(117)` : (I) значение Λ (связанное с эффективным числом ароматов `MSTU(118)`), полученное при последнем вызове `ULALPS`.

`PARU(118)` : (I) величина α_s, полученная при последнем вызове `ULALPS`.

`PARU(121) - PARU(130)` : константы связи новых Z'^0; для фермионов значения по умолчанию даются значениями соответствующих констант связи с Z^0 стандартной модели, в предположении, что $\sin^2\theta_W = 0.23$. Обратите внимание, что, например, ширина Z'^0 содержит квадрат значения константы связи и зависит квадратично от значений ниже.

- `PARU(121), PARU(122)` : (D=-0.693,-1.) векторная и аксиальная константы связи кварков нижнего типа с Z'^0.
- `PARU(123), PARU(124)` : (D=0.387,1.) векторная и аксиальная константы связи кварков верхнего типа с Z'^0.
- `PARU(125), PARU(126)` : (D=-0.08,-1.) векторная и аксиальная константы связи лептонов с Z'^0.
- `PARU(127), PARU(128)` : (D=1.,1.) векторная и аксиальная константы связи нейтрино с Z'^0.
- `PARU(129)` : (D=1.) дает константу связи процесса $Z'^0 \to W^+W^-$. `PARU(129)` умножается на константу связи стандартной модели для $(Z^0 \to W^+W^-)\times (m_W/m'_Z)^2$ с учетом обычного подавления по массе. Это дает парциальную ширину $Z'^0 \to W^+W^-$, которая увеличивается пропорционально массе Z'^0.
- `PARU(130)` : (D=0.) характеризует угловые распределения продуктов распада W. В цепочке распадов $Z'^0 \to W^+W^- \to 4$ фермиона предполагается, что угловое распределение будет смесью, в которой доля `1-PARU(130)` отвечает такому же угловому распределению для четырех конечных фермионов, как для распада $Z^0 \to W^+W^-$ (смесь поперечных и продольных W), а доля `PARU(130)` отвечает угловому распределению для распада $H^0 \to W^+W^-$ (продольные W).

`PARU(131) - PARU(136)` : константы связи с новыми $W'^{\pm}$; для фермионов значения по умолчанию даются значениями констант связи с W стандартной модели (то есть из (V–A)-модели). Обратите внимание, что, например, ширина $W'^{\pm}$ содержит константу связи в квадрате и зависит квадратично от значений ниже.

`PARU(131), PARU(132)` : (D=1.,-1.) векторная и аксиальная константы связи кварк-антикварковой пары с $W'^{\pm}$; далее умножается на обычные ККМ-коэффициенты.

`PARU(133), PARU(134)` : (D=1.,-1.) векторная и аксиальная константы связи пары лептон-нейтрино с $W'^{\pm}$.

`PARU(135)` : (D=1.) дает константу связи для процесса $W'^{\pm} \to Z^0 W^{\pm}$. `PARU(135)` умножается на константу связи стандартной модели для $(W^{\pm} \to Z^0 W^{\pm}) \times (m_W/m'_W)^2$ с учетом обычного подавления по массе. Это дает парциальную ширину $W'^{\pm} \to Z^0 W^{\pm}$, которая растет пропорционально массе W'.

`PARU(136)` : (D=0.) характеризует угловое распределение продуктов распада $W'^{\pm} \to Z^0 W^{\pm} \to 4$ фермиона. Предполагается, что угловое распределение в распадах W/Z будет смесью, с долей `1-PARU(130)`, соответствующей такому же угловому распределению для четырех конечных фермионов, как в $W^{\pm} \to Z^0 W^{\pm}$ (смесь поперечных и продольных W/Z), и долей `PARU(130)`, соответствующей такому же распределению для $H^{\pm} \to Z^0 W^{\pm}$ (продольные W/Z).

`PARU(141)` : (D=5.) параметр $\tan\beta$ в сценарии двух дублетов хиггсов, то есть отношение значений вакуумных средних. Влияет на соотношение для массы и константы связи в секторе хиггсов.

`PARU(142)` : (D=1.) дает константу связи для $Z^0 \to H^+H^-$, которая принимается равной `PARU(142)`×(константа связи МССМ для $Z^0 \to H^+H^-$).

`PARU(143)` : (D=1.) дает константу связи для $Z'^0 \to H^+H^-$, которая принимается равной `PARU(143)`×(константа связи МССМ для $Z^0 \to H^+H^-$).

`PARU(145)` : (D=1.) квадратичный коэффициент в парциальной ширине $Z'^0 \to Z^0 H^0$ в "лево-право-симметричной" модели, который, как ожидается, равен единице (см. [Coc91]).

`PARU(146)` : (D=1.) параметр $\sin(2\alpha)$, вводится как квадратичный множитель в парциальной ширине $W'^{\pm} \to W^{\pm} H^0$ в "лево-право-симметричной" модели (см. [Coc91]).

`PARU(151)` : (D=1.) множитель в выражении для квадрата юкавской константы связи в $L_Q \to q\ell$, и, соответственно, в парциальной ширине L_Q и сечениях для $q\ell \to L_Q$ и других процессов. Конкретнее, $\lambda^2/(4\pi)$ =`PARU(151)` $\times \alpha_{em}$, т.е. соответствует коэффициенту k [Hew88].

`PARU(153)` : (D=0.) аномальный магнитный момент $W^{\pm}$; $\eta = \kappa - 1$, где $\eta = 0$ $(\kappa = 1)$ – значение в стандартной модели.

`PARU(155)` : (D=1000. ГэВ) масштаб взаимодействия, учитывающего внутреннюю структуру кварков, Λ.

`PARU(156)` : (D=1.) знак интерференционного члена между сечением в стандартной модели и членом, отвечающим наличию внутренней структуры кварков (параметр η); может принимать значения ±1.

`PARU(157) - PARU(159)` : (D=3*1.) величина констант связи для взаимодействия с учетом симметрии **SU(2)**, **U(1)** и **SU(3)**, соответственно, в сценарии возбужденного фермиона; см. f, f' и f_s [Bau90].

`PARU(161) - PARU(168)` : (D=5*1.,3*0.) множители, которые могут использоваться для изменения значений по умолчанию констант связи с H^0 в Pythia. Обратите внимание, что эти коэффициенты входят квадратично в парциальные ширины. Значения по умолчанию соответствуют значениям констант связи в МССМ.

`PARU(161)` : константа связи H^0 с кварками нижнего типа.
`PARU(162)` : константа связи H^0 с кварками верхнего типа.
`PARU(163)` : константа связи H^0 с лептонами.
`PARU(164)` : константа связи H^0 с Z^0.
`PARU(165)` : константа связи H^0 с $W^\pm$.
`PARU(168)` : константа связи H^0 с $H^\pm$ в $\gamma\gamma \to H^0$ петлях, в МССМ равна $\sin(\beta-\alpha)+\cos(2\beta)\sin(\beta+\alpha)/(2\cos^2\theta_W)$.

`PARU(171) - PARU(178)` : (D=7*1.,0.) множители, которые могут использоваться для изменения значений по умолчанию констант связи H'^0 в Pythia. Обратите внимание, что эти коэффициенты входят квадратично в парциальные ширины. Значения по умолчанию для `PARU(171) - PARU(175)` соответствуют значениям констант связи, данным для H^0 в МССМ (с одним дублетом хиггсов), и поэтому не подходящим для двухдублетного сценария. Значения по умолчанию в этом случае должны быть изменены вами самостоятельно соответствующим образом. Также должны быть изменены два последних значения по умолчанию; для них приводятся выражения в МССМ, чтобы показать нормировочный коэффициент.

`PARU(171)` : константа связи H'^0 с кварками нижнего типа.
`PARU(172)` : константа связи H'^0 с кварками верхнего типа.
`PARU(173)` : константа связи H'^0 с лептонами.
`PARU(174)` : константа связи H'^0 с Z^0.
`PARU(175)` : константа связи H'^0 с $W^\pm$.
`PARU(176)` : константа связи H'^0 с H^0H^0, в МССМ равна $\cos(2\alpha)\cos(\beta+\alpha)-2\sin(2\alpha)\sin(\beta+\alpha)$.
`PARU(177)` : константа связи H'^0 с A^0A^0, в МССМ равна $\cos(2\beta)\cos(\beta+\alpha)$.
`PARU(178)` : константа связи H'^0 с $H^\pm$ в $\gamma\gamma \to H'^0$ петлях, в МССМ равна $cos(\beta-\alpha)-\cos(2\beta)\cos(\beta+\alpha)/(2\cos^2\theta_W)$.

`PARU(181) - PARU(190)` : (D=3*1.,2*0.,2*1.,3*0.) множители, которые могут использоваться для изменения значений по умолчанию констант связи для A^0 в Pythia. Обратите внимание, что эти коэффициенты входят квадратично в парциальные ширины. Значения по умолчанию для `PARU(181) - PARU(183)` соответствуют значениям, данным для H^0 в МССМ, и поэтому не подходящим для двухдублетного сценария. Значения по умолчанию в этом случае должны быть изменены вами самостоятельно соответствующим образом. `PARU(184)` и `PARU(185)` должны равняться нулю на уровне древесных диаграмм, и они так и установлены; нормировка этих констант связи соответствует нормировке, используемой для H и H'^0. Также должны быть изменены и другие значения по умолчанию; для них приводятся выражения в МССМ, чтобы показать нормировочный коэффициент.

`PARU(181)` : константа связи A^0 с кварками нижнего типа.
`PARU(182)` : константа связи A^0 с кварками верхнего типа.
`PARU(183)` : константа связи A^0 с лептонами.
`PARU(184)` : константа связи A^0 с Z^0.
`PARU(185)` : константа связи A^0 с $W^\pm$.
`PARU(186)` : константа связи A^0 с Z^0H^0 (или Z^* с A^0H^0), в МССМ равна $\cos(\beta-\alpha)$.

`PARU(187)` : константа связи A^0 с $Z^0H'^0$ (или Z^* с $A^0H'^0$), в МССМ равна $\sin(\beta-\alpha)$.

`PARU(188)` : как `PARU(186)`, но константа связи с Z'^0, а не с Z^0.

`PARU(189)` : как `PARU(187)`, но константа связи с Z'^0, а не с Z^0.

`PARU(190)` : константа связи A^0 с $H^\pm$ в $\gamma\gamma \to A^0$ петлях, равна 0 в МССМ.

`PARU(191) - PARU(195)` : (D=4*0.,1.) множители, которые могут использоваться для изменения значений констант связи с $H^\pm$ в Pythia. В настоящее время используется только `PARU(195)`. См. комментарии выше.

`PARU(195)` : константа связи $H^\pm$ с $W^\pm H^0$ (или $W^{*\pm}$ с $H^\pm H^0$), в МССМ равна $\cos(\beta-\alpha)$.

14.6 Другие параметры и характеристики частиц

Следующие общие блоки представляют, по-видимому, более периферийный интерес, за исключением массива `MDCY`, который обеспечивает выборочное подавление распадов частиц. Также актуальны обращения к позициям массива, содержащего массы частиц, для задания значений масс еще не обнаруженных частиц (например, к `PMAS(6,1)` – для задания массы топ-кварка).

```
COMMON/LUDAT2/KCHG(500,3),PMAS(500,4),PARF(2000),VCKM(4,4)
```

Назначение: обеспечивает доступ к константам и параметрам, используемым для обработки числа ароматов, и к характеристикам частиц/партонов. Характеристики хранятся для частиц со сжатым кодом KC, а не с полным кодом KF. Напоминаем вам, что для того, чтобы узнать значение KC, нужно использовать функцию `LUCOMP`, то есть `KC = LUCOMP(KF)`.

`KCHG(KC,1)` : утроенный заряд частицы/партона для сжатого кода KC.

`KCHG(KC,2)` : информация о цвете для сжатого кода KC.
- `= 0` : бесцветная частица.
- `= 1` : кварк или антидикварк.
- `= -1` : антикварк или дикварк.
- `= 2` : глюон.

`KCHG(KC,3)` : различие для частицы/античастицы для сжатого кода KC.
- `= 0` : частица имеет свою античастицу.
- `= 1` : существует неидентичная античастица.

`PMAS(KC,1)` : масса частицы/партона m (в ГэВ) для сжатого кода KC.

`PMAS(KC,2)` : полная ширина Γ (в ГэВ) полагаемого симметричным брейт-вигнеровского массового распределения для сжатого кода KC.

`PMAS(KC,3)` : максимальное отклонение (в ГэВ) от значения `PMAS(KC,1)`, при котором брейт-вигнеровское распределение выше обрезается. (Используется в распадах частицы, но не в Pythia при обработке резонансов; см. переменные `CKIN`)

`PMAS(KC,4)` : среднее время жизни τ для сжатого кода KC, при этом $c\tau$ измеряется в мм, то есть τ дается в единицах 3.33×10^{-12} с.

`PARF(1) - PARF(60)` : дают параметризацию для смешивания ароматов $d\bar{d}$-$u\bar{u}$-$s\bar{s}$ при рождении диагональных по ароматам мезонов. Значения сохраняются в группах по 10 для шести мультиплетов: псевдоскаляров, векторов, аксиальных векторов ($S=0$), скаляров, аксиальных векторов ($S=1$) и тензоров, см. параграф

12.1.2, в следующем порядке. В пределах каждой группы первые два числа относятся к ароматовому состоянию $d\bar{d}$, вторые два – к $u\bar{u}$, следующие два – к $s\bar{s}$, а последние четыре не используются. Допустим, используется пара чисел p_1 и p_2. Тогда вероятность получить состояние с наименьшим кодом KF есть $1-p_1$, вероятность для среднего значения – (p_1-p_2), и вероятность для наибольшего кода – p_2, т.е. p_1 есть вероятность получить любой из двух более тяжелых ароматов.

`PARF(61) - PARF(80) :` дают **SU(6)**-вес аромата для рождения бариона со спином 1/2 или 3/2 из данной дикварк-кварковой комбинации. Не должны изменяться пользователем.

`PARF(101) - PARF(108) :` содержат массы первых пяти компонент: d, u, s, c и b (именно в такой последовательности, т.е. снизу вверх в каждом поколении), как они используются в массовых формулах; эти значения не должны изменяться. Для t, l и h копируются текущие значения масс, сохраненных в `PMAS(6,1) - PMAS(8,1)`.

`PARF(111), PARF(112) :` (D=0.0,0.11 Гэв) постоянные члены в массовых формулах для тяжелых мезонов и барионов, соответственно (с дикварком, дающим 2/3 бариона).

`PARF(113), PARF(114) :` (D=0.16,0.048 ГэВ) коэффициенты, которые вместе с коэффициентами Клеббша-Гордона и массами составляющих кварков определяют расщепление массы, обусловленное спин-спиновым взаимодействием для тяжелых мезонов и барионов, соответственно. Последний коэффициент также используется для расщепления между дикварками со спином 0 и 1.

`PARF(115) - PARF(118) :` (D=0.50,0.45,0.55,0.60 ГэВ) постоянные массовые члены, добавляемые к массам кварков-конституентов для того, чтобы получить массу тяжелых мезонов с орбитальным угловым моментом $L=1$. Четыре числа соответствуют значениям для псевдоскалярных мезонов со спином 0, скалярных, псевдовекторных и тензорных мезонов со спином 1, соответственно.

`PARF(121), PARF(122) :` (D=0.1,0.2 ГэВ) постоянные члены, которые зависят от массы кварка и дикварка, соответственно, в определении разрешенного фазового пространства для распадов частицы в партоны.

`PARF(201) - PARF(1960) :` (D=1760*0) относительные вероятности рождения ароматов для опции `MSTJ(15) = 1`; определяются вами самостоятельно перед каждым вызовом JETSET.

Индекс в `PARF` имеет сжатую форму

$120 + 80\times$KTAB1+$25\times$KTABS+KTAB3.

Здесь KTAB1 есть старое значение аромата, определенное предысторией фрагментации, а KTAB3 – новый аромат, выбираемый с соответствующей относительной вероятностью (кроме самой последней частицы, рождающейся при слиянии двух струй, когда и KTAB1, и KTAB3 известны). Определены только наиболее часто возникающие кварки/дикварки, имеющие коды $1=d$, $2=u$, $3=s$, $4=c$, $5=b$, $6=t$, $7=dd_1$, $8=ud_0$, $9=ud_1$, $10=uu_1$, $11=sd_0$, $12=sd_1$, $13=su_0$, $14=su_1$, $15=ss_1$, $16=cd_0$, $17=cd_1$, $18=cu_0$, $19=cu_1$, $20=cs_0$, $21=cs_1$, $22=cc_1$. Таким образом, эти комбинации являются единственно возможными при рождении нового аромата; для случайного старого аромата не из этого списка будут использоваться обычные относительные вероятности рождения ароматов.

Для заданных начальных и конечных ароматов адроны, рождающиеся на промежуточном этапе, всегда определены. (Начальный и конечный дикварки здесь отвечают рождению по сценарию "попкорн" промежуточного звена мезонов между барионом и антибарионом). Дополнительный индекс KTABS характеризует спин адрона:

0 = псевдоскалярный мезон или Λ-подобный барион со спином 1/2,

1 = векторный мезон или Σ-подобный барион со спином 1/2,

2 = тензорный мезон или барион со спином 3/2.

(Для некоторых редко возникающих мультиплетов мезонов нельзя ввести такую параметризацию.)

Обратите внимание, что некоторые комбинации KTAB1, KTAB3 и KTABS не соответствуют физическим частицам (Λ-подобный барион должен содержать три кварка различных ароматов, Σ-подобный – по крайней мере два), и вы должны следить за тем, чтобы соответствующие входы `PARF` были пустыми. Существует одно дополнительное осложнение в том случае, когда KTAB3 и KTAB1 обозначают один и тот же аромат (обычно KTAB3=KTAB1, но для дикварка свобода ориентации спина может давать KTAB3=KTAB1±1): тогда должен получаться нейтральный по ароматам мезон, и состояния $d\bar{d}$, $u\bar{u}$ и $s\bar{s}$ будут смешиваться (более тяжелые ароматовые состояния не генерируются и поэтому не создают никаких проблем). Для таких случаев обычное значение KTAB3 дает полную вероятность рождения любого из возможных мезонов, а KTAB3=23 дает относительную вероятность рождения самых легких мезонных состояний (π^0, ρ^0, a_2^0), KTAB3=24 – относительную вероятность средних мезонных состояний (η, ω, f_2^0), и KTAB3 = 25 – относительную вероятность самых тяжелых (η', ϕ, $f_2'^0$). Обратите внимание, что, для простоты, эти относительные вероятности считаются одинаковыми независимо от того, имеют ли начальный и конечный дикварк один и тот же спин или нет; однако полная вероятность вполне может быть различной.

В качестве общего замечания, сумму значений `PARF` для данного KTAB1 не нужно обязательно нормировать на единицу, так как программа будет находить сумму соответствующих весов и проводить нормировку в соответствии с этим значением. То же касается весов для KTAB3=23 – 25. Это приводит к тому, что можно использовать одну общую установку значений `PARF` и просто переключаться между различными модами рождения барионов в `MSTJ(12)`.

`VCKM(I,J)` : квадрат матричного элемента для матрицы смешивания ароматов Кабиббо–Кобаяши–Маскавы.

`I` : индекс верхней компоненты поколения, то есть $1 = u$, $2 = c$, $3 = t$ и $4 = \mathrm{h}$.

`J` : индекс нижней компоненты поколения, то есть $1 = d$, $2 = s$, $3 = b$ и $4 = \mathrm{l}$.

```
COMMON/LUDAT3/MDCY(500,3),MDME(2000,2),BRAT(2000),KFDP(2000,5)
```

Назначение: обеспечивает доступ к данным и параметрам для распадов частицы. В частности, переменные `MDCY(KC,1)` могут использоваться для включения или выключения распада данных частиц, а `MDME(IDC,1)` – для включения или выключения конкретного канала распада для частицы. Для кварков, лептонов и калибровочных бозонов включен ряд каналов распада, не разрешенных для частиц на массовой поверхности, см. `MDME(IDC,2) = 102`. Эти каналы в настоящее время используются не в JETSET, а в приложениях PYTHIA. Данные для частиц сохраняются со сжатым кодом KC, а не с полным KF. Напоминаем вам, что для того, чтобы узнать значение KC, нужно использовать функцию `LUCOMP`, т.е. `KC = LUCOMP(KF)`.

`MDCY(KC,1)` : ключ, определяющий, разрешен ли распад для частицы со сжатым кодом KC.

= 0 : частице не разрешен распад.

= 1 : частице разрешен распад (если ниже определена информация о распаде частицы).

`MDCY(KC,2)` : определяет позицию в таблице каналов распада для частицы с кодом KC. Равен 0, если никакие каналы распада не были определены.

`MDCY(KC,3)` : дает общее число каналов распада, определенных для частицы с кодом KC, независимо от того, были ли заданы ненулевые вероятности распада по всем каналам или нет. Таким образом, каналы распада находятся в позициях от `MDCY(KC,2)` до `MDCY(KC,2) + MDCY(KC,3) - 1`.

`MDME(IDC,1)` : Ключ включен/выключен для конкретного канала распада IDC. Кроме того, некоторые каналы могут быть оставлены выборочно открытыми; это находит некоторые специальные применения в PYTHIA и в настоящее время не используется в JETSET. Эффективные вероятности распада по различным каналам автоматически пересчитываются, если только некоторые каналы остаются открытыми. Это влияет также и на сечения процесса; см. параграф 7.6.2. Если значение `MDCY(KC,1)` разрешает распад данной частицы, то по крайней мере один канал должен быть оставлен вами открытым. Список каналов распада с текущими значениями IDC может быть получен из `LULIST(12)`.

= -1 : мода распада за рамками стандартной модели, которая по умолчанию считается несуществующей. Обычно эта опция используется для распадов с включением четвертого поколения или $H^{\pm}$.

= 0 : канал выключен.

= 1 : канал включен.

= 2 : канал включен для частиц, но выключен для античастиц. Также канал включен для частицы, совпадающей со своей античастицей, т.е. ситуация эквивалентна `= 1`.

= 3 : канал включен для античастиц, но выключен для частиц. Также канал выключен для частицы, совпадающей со своей античастицей.

= 4 : при рождении пары одинаково или противоположно заряженных резонансов в PYTHIA, скажем, $H^0 \to W^+W^-$, любому из этих резонансов по отдельности разрешается распад в соответствии со своей группой каналов, но не обоим одновременно. Если две частицы пары различны, то канал включен. Однако внутри JETSET эта опция означает только то, что канал выключен.

= 5 : как `= 4`, но для каждого из двух резонансов существует своя независимая группа каналов, так что в паре резонансов, одинаково или противоположно заряженных, распад любого резонанса может быть определен независимо. Если две частицы в паре различны, то канал выключен. Внутри JETSET эта опция означает, что канал выключен.

Предупреждение: два значения -1 и 0 выглядят похожими, но на самом деле весьма различаются по своему действию. Ни в том, ни в другом случае не происходит генерации событий по соответствующему каналу, но во втором случае канал все же учитывается при подсчете полной ширины резонанса, и, таким образом, влияет и на моделируемое распределение, и на сечение процесса при работе

PYTHIA. Значение 0 соответствует каналу, который мы считаем существующим, даже если в настоящее время он выключен, в то время как -1 должно использоваться для каналов, которые, как мы полагаем, не существуют. В частности, предупреждаем, что неостроумно устанавливать для генерации каналов четвертого поколения значение 0 (а не -1), так как в настоящее время програмная поддержка для четвертого поколения весьма мала.

Замечание: Различие, для тех случаев, когда оба выбора имеют смысл, между использованием значений 2 и 3 или 4 и 5 заключается в том, что второй выбор автоматически включает противоположно заряженные состояния, например $H^0 \to W^+W^- \to e^+\nu_e d\bar{u}$ или $\bar{d}ue^-\bar{\nu}_e$, а первый – только одно из них. При вычислении полной вероятности распада это дает отличие в 2 раза.

`MDME(IDC,2)` : информация о специальной обработке канала распада IDC с использованием матричного элемента. В дополнение к схеме ниже применяются специальные правила для порядка, в котором должны следовать продукты распада, так, чтобы матричные элементы и цветовой поток обрабатывались надлежащим образом.

`= 0` : нет никакого учета матричных элементов; партоны и частицы копируются непосредственно в запись события с учетом импульсных распределений в фазовом пространстве.

`= 1` : ω и ϕ распадаются в три пиона, ур. (13.6).

`= 2` : далитцевский распад π^0 или η в γe^+e^-, ур. (13.8).

`= 3` : используется для распадов векторного мезона в два псевдоскалярных, дает неизотропное угловое распределение при распаде согласно ур. (13.7). Эту опцию нужно использовать только там, где это уместно.

`= 4` : распад через резонанс со спином 1 на три глюона или фотон и два глюона, ур. (6.26). Глюоны впоследствии могут давать ливни, если `MSTJ(23) = 1`.

`= 11` : генерация фазового объема, доступного для адронов, из фазового объема, доступного для кварков.

`= 12` : как `= 11`, но только через резонансы, с опцией отдельного изменения распределения множественности.

`= 13` : как `= 11`, но получаются по крайней мере три адрона (полезно, когда двухчастичные распады задаются явно).

`= 14` : как `= 11`, но получаются по крайней мере четыре адрона.

`= 15` : как `= 11`, но получаются по крайней мере пять адронов.

`= 22 - 30` : генерация фазового объема адронов из доступного для кварков, со значением множественности, равным `MDME(IDC,2)-20`, т.е. от 2 до 10.

`= 31` : два или более кварков и частиц имеют распределения в соответствии с фазовым объемом. Если есть три или более продуктов распада, то последний из них является кварком-спектатором, то есть находится в покое относительно распавшегося адрона.

`= 32` : $q\bar{q}$- или gg-пара имеет угловое распределение в соответствии с фазовым объемом и может давать ливень, если `MSTJ(23) = 1`.

`= 33` : триплет $qX\bar{q}$, где X является глюоном или бесцветной частицей; последняя частица ($\bar{q}$) считается покоящейся относительно распавшегося адрона, а две первых частицы (q и X) могут давать ливень, если `MSTJ(23) = 1`.

`= 41` : слабый распад, где распределения частиц получаются в соответствии с фазовым объемом, умноженным на коэффициент, полученный из ожидаемой формы импульсного спектра для прямого продукта слабого распада

(ν_τ в распаде τ).

`= 42 :` матричный элемент слабого распада для кварков и лептонов. Продукты могут быть кварками или адронами, а также лептонами для некоторых каналов. Если система-спектатор состоит из кварков, то она считается коллапсирующей в одну частицу. Виртуальный W распадается на кварки, которые конвертируются в частицы, имеющие распределения в соответствии с фазовым объемом в системе покоя W, как в `= 11`. Предназначается для τ, c- и b-кварков.

`= 43 :` как `= 42`, но если W распадается в кварки, то они будут появляться в виде струй или, для малых масс, коллапсировать в одно- или двухчастичную систему.

`= 44 :` матричный элемент слабого распада для кварков и лептонов, где система-спектатор может коллапсировать в одну частицу в случае малой инвариантной массы. Если первые два продукта распада – пара $q\bar{q}'$, то они могут дать партонный ливень, если `MSTJ(23) = 1`. Предназначается для топ-кварка и выше, но в значительной степени заменяется следующей опцией.

`= 45 :` слабый распад $q \to Wq'$ или $\ell \to W\nu_\ell$, где W регистрируется как продукт распада и впоследствии обрабатывается при `MDME=46`. Чтобы отличить от его от обычных W на массовой поверхности, используется код KF= ±89. Масса виртуального W выбирается в соответствии со стандартным матричным элементом слабого распада, умноженным на пропагатор W (для `MSTJ(25) = 1`). Всего может быть два или три продукта распада; если третий является спектатором, то он считается покоящимся. Система-спектатор может коллапсировать в одну частицу. Предназначается для топ-кварка и выше.

`= 46 :` распад W (KF $= 89$) в $q\bar{q}'$ или $\ell\nu_\ell$ с относительными вероятностями, определяемыми константами связи (сохраненными в `BRAT`), умноженными на динамический коэффициент от фазового объема, зависящий от текущего значения массы W. В распаде получается правильное $(V-A)$-угловое распределение, если известно происхождение W (тяжелый кварк или лептон). Поэтому это событие можно трактовать как второй шаг распада с `MDME=45`. Пара $q\bar{q}'$ может впоследствии давать ливень.

`= 84 - 88 :` отображение распадов данной частицы на моды распада первичных c, b, t, l или h, определенные для KC=84 – 88.

`= 101 :` не соответствует какому-либо каналу распада, а трактуется как разделительная строка в распечатке продуктов распада в предшествующем канале. Так как массив `KFDP` может содержать только пять продуктов распада в одном канале, с помощью этого кода можно определить каналы с количеством продуктов распада до десяти. Здесь не разрешается ставить несколько разделительных строк друг за другом.

`= 102 :` не соответствует какому-либо каналу распада для частицы на массовой поверхности (или почти на массовой поверхности), поэтому соответствующая вероятность распада равна 0. Однако для частицы не на массовой поверхности эта мода распада разрешена. Для включения этого канала наряду с другими могут использоваться ключи `MDME(IDC,1)` для того, чтобы разрешить или запретить эти каналы для жестких процессов, и сечения процессов должны вычисляться отдельно. Например, переход $\gamma \to u\bar{u}$ невозможен для безмассового фотона, но является разрешенным каналом в

e^+e^--аннигиляции.

`BRAT(IDC)` : дают вероятности распада по данному каналу (бренчинги). В принципе, сумма значений вероятностей для всех каналов для данной частицы должна равняться единице. Однако так как в программе всегда вычисляется сумма значений вероятностей распада для каналов, открытых в `MDME(IDC,1)`, и обеспечивается соответствующая нормировка, вам не нужно обеспечивать это в явном виде. (При вызовах `LUUPDA(2)` печатаются предупреждения в тех случаях, когда сумма не равна единице, но это делается только как помощь пользователю в обнаружении ошибок.) Для каналов распада с `MDME(IDC,2)` > 80 значения `BRAT` фиктивны.

`KFDP(IDC,J)` : содержит продукты распадов в различных каналах, с пятью позициями `J=` 1 – 5, зарезервированными для каждого канала IDC. Продукты распада даются после стандартного KF-кода для струй и частиц, и последние пустые позиции отвечают нулевым значениям. Обратите внимание, что опция `MDME(IDC + 1,2) =101` дает возможность удвоения максимального количества продуктов распада в данном канале от 5 до 10, так что пять последних продуктов сохраняются в `KFDP(IDC + 1, J)`.

```
COMMON/LUDAT4/CHAF(500)
CHARACTER CHAF*8
```

Назначение: обеспечивает доступ к переменным символьного типа.

`CHAF` : имена частиц (за исключением значения заряда) в соответствии с кодом KC.

14.7 Разные комментарии

В предыдущих разделах мы рассмотрели опции и переменные для подпрограмм, работающих одновременно. Это, конечно, важно, но для того, чтобы полностью использовать возможности программы, необходимо также понимать, как осуществляется взаимодействие различных частей программы. Это такая вещь, которую нельзя изучить, только читая руководство, и приходится использовать метод проб и ошибок. Этот раздел содержит некоторые примеры отношений между подпрограммами, общими блоками и параметрами. Также здесь содержатся комментарии относительно проблем, которые реально могут никогда не возникнуть, но, тем не менее, все же полезно иметь их описание.

14.7.1 Взаимодействие с программами моделирования детекторов

Очень часто продукция программы физического моделирования должна впоследствии "скармливаться" программе моделирования детектора. Поэтому необходимо обеспечить интерфейс между общим блоком `LUJETS` и программой моделированием детектора. Предпочтительнее осуществить это с помощью стандартного общего блока `HEPEVT`, см. раздел 5.4, но иногда это может быть неудобным. Если производится вызов `LUEDIT(2)`, то оставшиеся в записи события входы точно соответствуют картине, которую можно было бы наблюдать с помощью идеального детектора: все нераспавшиеся частицы за исключением нейтрино. Перекодировка значений импульсов должна осуществляться тривиально (при необходимости можно сделать вызов `LUROBO` для вращения от выбранного направления z к произвольному направлению, выбранному как ось детектора), и так же просто выполняется перекодировка частиц. В частности, если программа моделирования детектора также использует стандартные коды Particle Data Group, то вообще не нужно делать никаких преобразований. Проблема тогда заключается в том, чтобы выбрать, для каких частиц разрешены распады, и как должна использоваться информация о вершине распада.

Распады частиц регулируются несколькими ключами. Сначала может использоваться главный ключ `MSTJ(21)` для определения состояния включено/выключено всех распадов (здесь же содержится выбор схемы фрагментации). Затем нужно задать желаемые моды распада частицы, то есть соответствующие входы в `MDCY(KC,2)` и `MDCY(KC,3)` должны быть отличными от нуля для сжатого кода `KC = LUCOMP(KF)`. Это верно для всех бесцветных частиц, кроме нейтрино, фотона, протона и нейтрона. (Это утверждение фактически не совсем верно, так как в некоторых случаях могут существовать "лишние" моды распада для `MDME(IDC,2) = 102`.) Потом нужно использовать ключ `MDCY(KC,1)` для каждой рассматриваемой частицы. Из всех частиц с определенными модами распада только $\mu^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$ и K_L^0 по умолчанию считаются стабильными.

Наконец, если значение `MSTJ(22)` не равно значению по умолчанию 1, то также делается проверка на время жизни частицы перед тем, как осуществляется разрешенный распад. В самом простом альтернативном случае (`MSTJ(22)=2`) сравнение основывается на среднем времени жизни, или $c\tau$, измеряемом в мм. Таким образом, если значение ограничения `PARJ(71)` есть (по умолчанию) 10 мм, то все распады K_S^0, Λ, Σ^-, Σ^+, Ξ^-, Ξ^0 и Ω^- выключены, но c- и b-частицы по-прежнему распадаются. Значения $c\tau$ меньше 1 мкм не определены. Для двух опций `MSTJ(22) =` 3 или 4 определен сферический или цилиндрический объем вокруг первоначального события, и все распады, имеющие место внутри этого объема, игнорируются.

Каждый раз, когда частице в принципе разрешен распад, то есть включены `MSTJ(21)` и `MDCY`, инвариантное время жизни выбирается один раз для всех выполнений, и это значение сохраняется в `V(I,5)`. Тогда значение `K(I,1)` также изменяется на 4. Для `MSTJ(22)=1` такая частица также будет распадаться, но при этом она может остаться в записи события. Тогда можно на более поздней стадии расширить объем, внутри которого разрешены распады, и сделать новый вызов `LUEXEC`, для того, чтобы получить частицы, удовлетворяющие новым, а не старым условиям распада. В качестве другого выбора, коду `K(I,1)` можно присвоить значение 5, отметив, что распады частицы будут определены при следующем вызове `LUEXEC`, при положении вершины распада, заданном (пользователем) вектором `V`.

Это позволит использовать программы распада JETSET в программах моделирования детекторов, следующим образом. Для частицы, которая не распалась перед входом в детектор, точка распада по-прежнему хорошо определена (в отсутствие отклонений электрическими или магнитными полями), ур. (13.5). Если происходит взаимодействие перед этой точкой, то программа моделирования детектора останавливается и проводится обработка. Если же нет, то значение вектора `V` обновляется согласно формуле выше, `K(I,1)` устанавливается на 5 и вызывается `LUEXEC`, дающая набор продуктов распада, которые опять-таки могут быть прослежены.

Следующая возможность состоит в том, чтобы вынуждать частицы распадаться по определенным каналам; это может быть особенно интересно для b- или c-физики. Выбор каналов, оставляемых открытыми, определяется значениями ключей `MDME(IDC,1)` для распадного канала IDC (`LULIST(12)` используется для получения полной распечатки). Можно оставить открытыми один или несколько каналов; во втором случае эффективные вероятности распада по различным каналам автоматически пересчитываются без вашего вмешательства. Также можно различать каналы, которые остаются открытыми для частиц или античастиц. Времена жизни не меняются при выключении некоторых каналов распада. Обратите внимание на то, что, так как вынужденные распады могут повысить эффективность для нескольких типов исследуемых частиц, это также может привести к неожиданным сдвигам, в частности, когда события могут содержать несколько частиц с вынужденными распадами, см. параграф 7.6.2.

14.7.2 Вычисление параметров

Нетривиальный вопрос представляет собой проблема задания значений параметров, которые используются при моделировании. Значения по умолчанию, сохраняемые в программе, основаны на сравнении с данными по e^+e^--столкновениям в пределах до 30 ГэВ, с использованием картины партонного ливня, сопровождаемого фрагментацией. Если фрагментация – действительно универсальное явление, как нам хотелось бы думать, то те же самые параметры должны также использоваться при других энергиях и в других процессах. Кажется, что так оно и есть, по крайней мере, это следует из анализа данных с LEP. Обратите внимание, однако, что выбор параметров тесно связан с выбором трактовки перенормируемой КХД. Если не используется подход матричных элементов, то наилучшее согласие с данными для 30 ГэВ обеспечивается для значений `PARJ(21)=0.40`, `PARJ(41)=1.0` и `PARJ(42)=0.7`. Для формализма матричных элементов не ожидается получить значения параметров, не зависящие от энергии, так как эффективное минимальное ограничение на инвариантную массу при этом зависит от энергии, так же, как величина эффекта излучения мягких глюонов и параметры фрагментации. Несоответствия в трактовке перенормируемой КХД также могут приводить к мелким различиям для разных процессов.

Часто упоминают, что модель струнной фрагментации содержит очень богатый спектр параметров. Это, конечно, верно, но нужно помнить, что большинство из них связано с ароматовыми свойствами, и задача трактовки общей формы события в сильной степени факторизуется. В применении к вышесказанному это означает, что обычно достаточно рассмотреть параметры перенормируемой КХД, типа Λ в α_s и порогового значения переданного импульса для ливня Q_0 (или непосредственно α_s и y_{min}, если используются матричные элементы), параметры a и b лундовской симметричной функции фрагментации (`PARJ(41)` и `PARJ(42)`) и ширину распределения поперечного импульса (σ = `PARJ(21)`). Кроме того, параметры a и b очень сильно скоррелированы в соответствии с требованием получения правильного значения средней множественности, так что при типичном χ^2 соответствующая разрешенная область есть очень узкая и очень длинная полоса, протянутая по диагонали от малых значений пар (a,b) до больших. Что касается параметров ароматов, то их, конечно же, еще больше, но большинство понято на качественном уровне в рамках единого механизма – туннельного рождения пары ароматов.

Так как независимая фрагментация используется реже по сравнению со стандартной струнной, то необходимо отметить, что параметры по умолчанию здесь не слишком хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это особенно касается случая, когда, в дополнение к требованию независимой фрагментации, также накладывается требование установки другой функции фрагментации, отличной от стандартной (лундовской симметричной). В частности, обратите внимание, что наилучшим образом согласована с популярной петерсоновской (SLAC) функция фрагментации тяжелого аромата, основанная на фактическом наблюдаемом спектре. При монте-карловском моделировании тогда нужно начинать с каких-нибудь более жестких процессов для компенсации энергии, потерянной при излучении фотонов в начальном состоянии и эмиссии глюонов. Так как независимая фрагментация не сохраняет коллинеарность (например, излучение коллинеарных глюонов изменяет свойства конечного события), настройка существенно зависит от выбранной трактовки перенормируемой КХД. Однако доступны все параметры, необходимые для настройки модели независимой фрагментации.

14.7.3 Свойства частиц

Массы наиболее часто используемых частиц берутся из таблиц. Для некоторых редких c- и b-адронов и для адронов, содержащих более тяжелые ароматы, это было бы неудобно, и вместо массовых формул используются выражения, основывающиеся на кварковом составе. Для известных кварков d, u, s, c и b массы, используемые для этой цели, фактически сохраняются в позициях 101 – 105 вектора `PARF`, а не в `PMAS`. Это означает, что массы в `PMAS` могут свободно изменяться вами при модификации соответствующих значений в записи события. При этом не будет происходить никаких нежелательных изменений этих значений в любом другом месте. (Заметим, что, так как массовые формулы обычно содержат члены порядка $1/m$ от спин-спинового расщепления, здесь необходимо вводить только отличные от нуля значения масс конституентов). Таким образом, не нужно трогать значения масс, сохраненные в `PARF`. Для более тяжелых ароматов (t- и выше) всегда используются текущие значения `PMAS`. Для этих ароматов определены только отдельные адроны, представляющие собой нейтральные по ароматам состояния – η, Θ, h_1, χ_0, χ_1 и χ_2. Следовательно, полное изменение, например, значения массы t в программе требует изменения значений `PMAS(6,1)`, `PMAS(LUCOMP(661),1)`, `PMAS(LUCOMP(663),1)`, `PMAS(LUCOMP(665),1)`, `PMAS(LUCOMP(10661),1)`, `PMAS(LUCOMP(10663),1)` и `PMAS(LUCOMP(20663),1)`. Так как крайне тяжелые диагональные по ароматам состояния обычно не рождаются при фрагментации, то не случится ничего страшного, если мы "забудем" о том, что их массы изменились.

Для большинства частиц каналы распада определены по отдельности. Однако так как имеется большое количество адронов, содержащих тяжелые ароматы, с общими свойствами распада, то было введено несколько "псевдочастиц" для базовых распадов. Наиболее часто используется канал 85 для распадов топ-адронов, сопровождаемый 84 для распадов чарм- и 86 – для боттом-адронов. Поэтому вместо длинного списка каналов распада частицы типа B^+ имеется только один "канал распада", который является инструкцией по использованию характеристик распада для частицы 85. Кварком-спектатором для базовых каналов распада считается легкий кварк в B^+, то есть u. Поэтому для того, чтобы изменить характеристики всех слабо распадающихся B-адронов нужно изменить только один набор вероятностей распадов. (Конечно, вы могли бы скопировать общую таблицу распадов B для каждой отдельной B-частицы, используя `LUUPDA`, и после этого изменять характеристики по отдельности. Но в таком случае вы должны помнить, что B-мезон содержит кварк $\bar{b}$; поэтому иногда каналы должны быть зарядовосопряженными.) В c-секторе свойства распадов D^+, D^0, D_s^+ и Λ_c^+ определены по отдельности, и только редкие частицы типа Ξ_c распадаются в соответствии с базовым описанием, как дано для псевдочастицы 84. Поэтому полное изменение таблицы распадов чармированных адронов осуществляется более сложно, чем в b-секторе. Для топ- и более тяжелых адронов распад может быть настолько быстрым, что никакие адроны вообще не рождаются, но если это все-таки происходит, то подход базовой псевдочастицы дает хорошее приближение.

В программе есть место для введения дополнительных новых частиц. Хотя это и не совсем тривиальный процесс, он все же доступен рядовому пользователю. В основном процесс состоит из трех шагов. Сначала нужно задать механизм генерации. Эту генерацию вполне можно осуществить в другой программе, типа Pythia или в некотором написанном пользователем приложении, где используются матричные элементы для выбора жесткого процесса. В этом случае новая частица уже существует в общем блоке `LUJETS` при вызове Jetset. Новая частица – мезон, барион или глюболл – также может быть частью процесса фрагментации, и при этом `LUKFDI` нельзя изменить соответствующим образом. Частица также может возникнуть как продукт распада некоторой уже существующей частицы, и тогда данные по распадам в `/LUDAT3/` нельзя будет расширить; очевидно, что при этом также изменяется `LUDECY`.

Второй шаг заключается в обучении программы распознаванию новой частицы. Если используется код KF в диапазоне от 41 до 80, то об этом автоматически позаботится сама программа, в частности, сжатый код KC будет совпадать с KF. Если нужно ввести целую последовательность частиц с KF-кодами, параллельными кодам обычных мезонов/барионов (мультиплет суперсимметричных "мезонов", сделанный, скажем, из скварка и антикварка), то придется изменить `LUCOMP` для того, чтобы включить отображение этих значений KF в неиспользуемые в настоящее время коды KC, например, в диапазоне 401 – 500. Такое отображение программа использует для того, чтобы интерпретировать данный KF-код как имеющий смысл.

На третьем и последнем шаге нужно определить свойства этой новой частицы. Таким образом, информацию о заряде частицы нужно давать в `KCHG`, о массе, ширине и времени жизни – в `PMAS`, имя частицы – в `CHAF` и данные по распадам – в массивах `MDCY`, `MDME`, `BRAT` и `KFDP`. Этот процесс удобнее всего выполнить, используя `LUUPDA(1)` для того, чтобы получить таблицу характеристик частиц, которые затем могут быть изменены и впоследствии считаны обратно с помощью `LUUPDA(2)`. Обратите внимание, что характеристики частиц должны задаваться для сжатого кода KC, а не для KF.

14.8 Примеры

Струя u-кварков с энергией 10 ГэВ, вылетающая по направлению $+z$, генерируется при вызове

```
CALL LU1ENT(0,2,10.,0.,0.)
```

Обратите внимание, что для такой отдельной струи не выполняется требование сохранения энергии, импульса или аромата. В схеме генерации также рождаются частицы с отрицательным p_z, но они автоматически отклоняются, если только `MSTJ(3)` не равно –1. Хотя такой процесс часто использовался раньше, в настоящее время выбор генерации одной струи не представляет большого научного интереса.

Например, в случае лепторождения типичная ситуация могла бы выглядеть так: u-кварк, вылетающий в направлении $+z$, и остаток мишени ud_0, по существу, находящийся в покое. (Такой процесс может моделироваться в Pythia, но здесь мы показываем, как сделать это непосредственно.) Наверное, самая простая процедура есть генерация процесса в системе ЦМ. Впоследствии можно выполнить смещение в лабораторную систему. Следовательно, если энергия в системе ЦМ есть 20 ГэВ и смещение $\beta_z = 0.996$ (соответствующее $x_B = 0.045$), то делаем вызов

```
CALL LU2ENT(0,2,2101,20.)
CALL LUROBO(0.,0.,0.,0.,0.996)
```

Конечно, струи могли бы также определяться и фрагментировать в лабораторной системе при вызове

```
CALL LU1ENT(-1,2,223.15,0.,0.)
CALL LU1ENT(2,12,0.6837,3.1416,0.)
CALL LUEXEC
```

Обратите внимание, что здесь дикварк мишени должен двигаться в обратном направлении с $E - p_z = m_p(1 - x_B)$ для того, чтобы получить правильную инвариантную массу для системы. Это, однако, только артефакт использования фиксированной массы дикварка для представления меняющейся массы остатка мишени и не имеет никакого значения для фрагментации. Если требуется получить запись события, выглядящую "получше", можно сделать так:

```
CALL LU1ENT(-1,2,223.15,0.,0.)
MSTU(10)=1
P(2,5)=0.938*(1.-0.045)
CALL LU1ENT(2,2101,0.,0.,0.)
MSTU(10)=2
CALL LUEXEC
```

Событие $u\bar{u}g$ с энергией 30 ГэВ, где $E_u = 8$ ГэВ и $E_{\bar{u}} = 14$ ГэВ, моделируется при вызове

```
CALL LU3ENT(0,2,21,-2,30.,2.*8./30.,2.*14./30.)
```

Событие дается со стандартной ориентацией u-кварка по оси $+z$, а $\bar{u}$ находится в квадранте $(-z, +x)$. Обратите внимание, что ароматы трех партонов должны даваться в том же порядке, в котором они следуют вдоль струны, если работает опция струнной фрагментации. Также заметьте, что для 3- и, особенно, 4-струйных событий не все установки кинематических переменных x находятся внутри кинематически разрешенной области фазового пространства.

Очевидно, что все значения переменных в каком-либо общем блоке могут быть изменены, если включить соответствующие условия изменения в написанную пользователем главную программу. В качестве альтернативы может использоваться программа `LUGIVE`, выдающая при выполнении измененные значения после некоторых дополнительных проверок на границы массивов. Таким образом, при вызове

```
CALL LUGIVE('MSTJ(21)=3; PMAS(C663,1)=210.;CHAF(401)=funnyino;'//
&'PMAS(21,4)=')
```

значение `MSTJ(21)` будет изменяться на 3, значение `PMAS(LUCOMP(663),1) = PMAS(136,1)` – на 210., значение `CHAF(401)` – на "funnyino", и будет распечатываться текущее значение `PMAS(21,4)`. Так как старые и новые значения измененных параметров распечатываются на выходе, то можно предложить удобный путь документирования значений не по умолчанию, используемых в данном прогоне. С другой стороны, если переменная часто изменяет свое значение, то вывод результирующего объема данных может быть нежелателен, и далее нужно рекомендовать прямое использование общих блоков (вывод также может быть выключен, см. `MSTU(13)`).

Общее практическое правило заключается в том, что ни одна из физических программ (`LUSTRF`, `LUINDF`, `LUDECY`, и т.д.) никогда не должна вызываться непосредственно, а только через LUEXEC. Эта программа может вызываться неоднократно для одного и того же события. При каждом вызове обрабатываются только те входы, которым разрешена фрагментация или распад, и ничего не делается в противном случае. Таким образом,

```
      CALL LU2ENT(1,1,-1,20.)       ! выполнить генерацию 2 струй без
                                    ! фрагментации
      MSTJ(1)=0                     ! запретить фрагментацию струй
      MSTJ(21)=0                    ! запретить распады частицы
      MDCY(LUCOMP(111),1)=0         ! запретить распад pi0
      CALL LUEXEC                   ! ничего не произойдет
      MSTJ(1)=1                     !
      CALL LUEXEC                   ! струи будут фрагментировать,
                                    ! но не распадаться
      MSTJ(21)=2                    !
      CALL LUEXEC                   ! распадутся все частицы, кроме pi0
      CALL LUEXEC                   ! ничего нового не случится
      MDCY(LUCOMP(111),1)=1         !
      CALL LUEXEC                   ! pi0 распадутся
```

Частичное исключение из правила выше – LUSHOW. Основная цель ее вызова – для внутреннего использования LUEEVT, LUDECY и PYEVNT, но она может также быть вызвана непосредственно вами. Обратите внимание, что при этом должен использоваться специальный формат для хранения информации о цветовом потоке в K(I,4) и K(I,5). Для простых событий может быть сделан вызов LU2ENT, которая позаботится об этом автоматически, если присвоить первому аргументу отрицательное значение.

```
      CALL LU2ENT(-1,1,-2,80.)      ! сохранение d ubar с учетом
                                    ! информации о цветовом потоке
      CALL LUSHOW(1,2,80.)          ! образование партонного ливня
      CALL LUEXEC                   ! последующая фрагментация/распад
```

Для более сложных конфигураций нужно использовать LUJOIN.

Всегда следует помнить и применять хорошее правило: делать распечатку одного или нескольких событий в течение прогона, чтобы проверить, правильно ли работает программа. При вызове

```
      CALL LULIST(1)
```

будут распечатываться все частицы с указанием полного значения заряда, импульса и энергии для стабильных входов. При струнной фрагментации эти значения должны сохраняться (до ошибок порядка машинной точности), и то же самое относится к независимой фрагментации, выполняющейся с одной из опций сохранения импульса. LULIST(1) дает формат, в котором данные удобно располагать на экране по 80 колонок, но за это приходится платить отсутствием полной истории события. При вызове LULIST(2) получается более обширная распечатка, а LULIST(3) дает также информацию о вершине. Кроме того, доступны дальнейшие опции, типа LULIST(12), которая дает распечатку характеристик частиц.

Событие в том виде, как оно сохраняется в общем блоке LUJETS, будет содержать первоначальные струи и полную цепочку распадов, то есть также нестабильные частицы. Если используются партонные ливни, то суммарная информация о партоне весьма значительна: сначала рассматриваются партоны на массовой поверхности перед процессом ливнеобразования, при этом строка `K(I,1)=22` содержит полную энергию ливневой подсистемы, потом следует полная история ливня древовидной структуры, развивающегося с тех же начальных партонов (уже не считающихся находящимися на массовой поверхности), и наконец идут конечные продукты ливня, упорядоченные вдоль направления струны. Эта детальная запись события полезна в большинстве случаев, но если нужно оставить только конечные частицы, то лишнюю информацию можно убрать при вызове `LUEDIT`. Таким образом, например, при вызове

```
      CALL LUEDIT(2)
```

у вас останутся в конечном состоянии только заряженные и нейтральные частицы, кроме нейтрино.

Информация из `LUJETS` может использоваться непосредственно для исследования события. Некоторые полезные дополнительные величины, получающиеся отсюда, типа заряда и быстроты, легко можно получить, используя функции `KLU` и `PLU`. Таким образом, электрический заряд равен `PLU(I,6)` (для получения целого значения нужно взять утроенное значение `KLU(I,6)`), и истинная быстрота y относительно оси z равна `PLU(I,17)`.

Ряд вспомогательных (`MSTU`, `PARU`) и физических (`MSTJ`, `PARJ`) ключей и параметров находится в общем блоке `LUDAT1`. Все они имеют разумные значения по умолчанию. Данные по частицам сохраняются в общих блоках `LUDAT2`, `LUDAT3` и `LUDAT4`. Обратите внимание, что данные в массивах `KCHG`, `PMAS`, `MDCY` и `CHAF` сохраняются не с кодом KF, а со сжатым кодом KC. Этот код не нужно знать наизусть, т.к. его можно получить с помощью конверсионной функции `LUCOMP`, `KC = LUCOMP(KF)`.

В таблицах частиц стабильными считаются следующие частицы: фотон, $e^\pm$, $\mu^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_L^0, p, $\bar{p}$, n, $\bar{n}$ и все нейтрино. Однако всегда можно запретить распад любой частицы, присвоив соответствующему `MDCY` нулевое или отрицательное значение, например, `MDCY(LUCOMP(310),1)=0` делает стабильным K_S^0, а `MDCY(LUCOMP(3122),1)=0` – Λ. Также можно выбрать условие стабильности частицы по среднему времени жизни (см. `MSTJ(22)`) или на основании того, имеет ли место распад в пределах данного сферического или цилиндрического объема вблизи точки рождения.

Модель струи Фильда–Фейнмана (ФФ) [Fie78] доступна при использовании в программе следующих опций: `MSTJ(1)=2` (независимая фрагментация), `MSTJ(3)=-1` (сохранение частиц с $p_z < 0$; необязательная опция), `MSTJ(11)=2` (выбор продольной функции фрагментации с параметром a, заданном в `PARJ(51) - PARJ(53)`), `MSTJ(12)=0` (нет рождения барионов), `MSTJ(13)=1` (дает $p_\perp$ конечных кварков струны как для кварков, рожденных в цветовом поле), `MSTJ(24)=0` (нет уширения резонансов), `PARJ(2)=0.5` (отношение s/u для рождения новых пар $q\bar{q}$), `PARJ(11)=PARJ(12)=0.5` (вероятность для мезонов иметь спин 1) и `PARJ(21)=0.35` (ширина гауссового распределения поперечного импульса). Кроме этого, по ФФ-рецепту можно сгенерировать отдельные струи от кварков d, u и s. В настоящее время ФФ-концепция "стандартной струи", по всей видимости, отмерла, так что значения выше должны рассматриваться скорее как пример гибкости программы, чем как реально используемая модель.

Наличествует также широкий ассортимент опций для независимой фрагментации, инициируемой главным ключом `MSTJ(1)=2`. В частности, для `MSTJ(2)=1` струя глюонов считается фрагментирующей подобно произвольной струе d, $\bar{d}$, u, $\bar{u}$, s или $\bar{s}$, в то время как для `MSTJ(2)=3` глюон расщепляется в пару струй $d\bar{d}$, $u\bar{u}$ или $s\bar{s}$, для которых энергия распределяется в соответствии с функцией расщепления Альтарелли–Паризи. Принимая во внимание, что энергия, импульс и аромат не сохраняются явно при независимой фрагментации, в `MSTJ(3)` доступен ряд опций, гарантирующих сохранение этих значений post facto. Например, `MSTJ(3)=1` будет смещать событие, чтобы гарантировать сохранение импульса, а затем (в системе ЦМ) импульсы будут умножаться на общий коэффициент, обеспечивающий сохранение энергии. Для опции `MSTJ(3)=4` используется метод растяжения струй по продольному импульсу вдоль соответствующей оси струи для сохранения фиксированных значений углов между струями.

Глава 15

Программы анализа событий

Чтобы описать сложные геометрии, встречающиеся в мультиадронных событиях, был введен ряд специфических величин, которые должны давать общее представление о свойствах данного события, причем полная информации о событии "зашита" в одном или нескольких значениях. Существует устоявшийся набор таких величин, используемый для различных целей. Многие из них довольно специализированы или вообще никогда не находят применения, но некоторые вполне стандартны, и к ним полезно иметь свободный доступ. Поэтому JETSET содержит ряд программ, которые можно вызвать для любого события и извлечь требуемую информацию при обращении непосредственно к записи события.

По смыслу эти величины можно разделить на три группы. Первая содержит простые параметры формы события, типа траста и сферичности. Вторая – алгоритмы обнаружения струй. Третья – небольшой пакет статистики, содержащий смешанную информацию о множественностях и составе частиц, факториальных моментах и энергетических корреляциях.

Ни одна из представленных здесь величин не является лоренц-инвариантной. Анализ будет проводиться в любой системе, в которой задано событие. Соответственно, вы сами можете решить, удовлетворяет ли вас система, в которой были сгенерированы события, или же они должны быть предварительно смещены, например, в систему ЦМ. Вы можете также выбрать частицы, для которых нужно провести анализ.

15.1 Форма события

В этом разделе мы опишем переменные общей формы события: сферичность, траст, моменты Фокса-Вольфрама, массы струй. Эти величины определяются в программах `LUSPHE`, `LUTHRU`, `LUFOWO` и `LUJMAS`, соответственно.

Каждое событие характеризуется векторами четырехимпульсов частиц $p_i = (\mathbf{p_i}, E_i)$, с $i = 1, 2, \cdots, n$ – порядковым индексом частицы в событии.

15.1.1 Сферичность

Тензор сферичности определяется как [Bjo70]

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum\limits_i p_i^\alpha \, p_i^\beta}{\sum\limits_i |\mathbf{p_i}|^2} \, , \tag{15.1}$$

где $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ соответствуют координатам x, y и z. С помощью стандартной процедуры диагонализации $S^{\alpha\beta}$ можно найти три собственных значения $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, с $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. Сферичность события тогда определяется как

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \ , \tag{15.2}$$

так, чтобы $0 \leq S \leq 1$. Сферичность, по существу, есть значение суммарного $p_\perp^2$ по оси события; событие с 2 струями соответствует $S \approx 0$, а изотропное событие – $S \approx 1$.

Апланарность A, определяемая как $A = \frac{3}{2}\lambda_3$, лежит в диапазоне значений $0 \leq A \leq \frac{1}{2}$. Эта величина определяет поперечную компоненту импульса вне плоскости события: плоское событие имеет $A \approx 0$, а изотропное – $A \approx \frac{1}{2}$.

Можно определить собственные вектора $\mathbf{v_j}$, соответствующие трем собственным значениям λ_j тензора сферичности. Вектор $\mathbf{v_1}$ называется осью сферичности (или осью события, если из контекста ясно, что использовалось понятие сферичности), а плоскость сферичности события определяется векторами $\mathbf{v_1}$ и $\mathbf{v_2}$.

Тензор сферичности квадратичен по импульсам частиц. Это означает, что значение сферичности изменяется, если одна частица расщепляется в две коллинеарных, которые распределяют между собой первоначальный импульс. Таким образом, сферичность имеет инфракрасные расходимости в перенормируемой КХД. Полезное обобщение тензора сферичности:

$$S^{(r)\alpha\beta} = \frac{\sum_i |\mathbf{p_i}|^{\mathbf{r-2}} \, \mathbf{p_i^\alpha} \, \mathbf{p_i^\beta}}{\sum_i |\mathbf{p_i}|^{\mathbf{r}}} \ , \tag{15.3}$$

где r – показатель степени для импульсной зависимости. Таким образом, значение $r = 2$ соответствует определению сферичности, а $r = 1$ дает линейные величины, вычисляемые в перенормируемой теории [Par78]:

$$S^{(1)\alpha\beta} = \frac{\sum_i \frac{p_i^\alpha \, p_i^\beta}{|\mathbf{p_i}|}}{\sum_i |\mathbf{p_i}|} \ . \tag{15.4}$$

Собственные значения и собственные вектора могут быть определены точно так же, как прежде, поэтому S и A также являются собственными значениями. Они не имеют никаких стандартных названий; я обычно называю их линеаризованной сферичностью S_{lin} и линеаризованной апланарностью A_{lin}. В литературе в качестве стандартных вместо этих значений используются комбинации [Ell81]

$$C = 3(\lambda_1\lambda_2 + \lambda_1\lambda_3 + \lambda_2\lambda_3) \ , \tag{15.5}$$

$$D = 27\lambda_1\lambda_2\lambda_3 \ . \tag{15.6}$$

Каждая из этих величин находится в диапазоне между 0 и 1. Обычно C используется для систем с 3 струями, а D – с 4, так как величина C равна нулю для идеального события с 2 струями, а D равна нулю для плоского события. Величина C связана со вторым моментом Фокса-Вольфрама (см. ниже), $C = 1 - H_2$.

Также может использоваться нецелое значение r, дающее соответствующие значения обобщенной сферичности и апланарности. Хотя по соображениям перенормируемости предпочтительнее значение $r = 1$, известно, что фрагментационный "шум", например, от флуктуаций поперечного импульса больше для частиц с малыми импульсами, так что для экспериментального определения оси события лучше использовать значения $r > 1$. Использование же слишком большого значения r, с другой стороны, приводит к акцентированию на нескольких частицах с большими импульсами, что приводит к потере информации. Поэтому неудивительно, что промежуточные значения r в районе 1.5 дают наилучший результат при определении оси события для 2-струйных событий, где теоретическое значение оси события хорошо определено. Однако увеличение точности по сравнению с более традиционными выборами $r = 2$ или $r = 1$ довольно незначительно.

15.1.2 Траст

Траст T определяется как [Bra64]

$$T = \max_{|\mathbf{n}|=1} \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p_i}|}{\sum_i |\mathbf{p_i}|} , \tag{15.7}$$

и ось траста $\mathbf{v_1}$ дается максимальным значением вектора $\mathbf{n}$. Разрешенный диапазон значений $1/2 \leq T \leq 1$, и 2-струйному событию соответствует $T \approx 1$, а изотропному – $T \approx 1/2$.

Здесь мы обращаем внимание на то, что это не единственное определение, существующее в литературе. Определения совпадают для событий, изучаемых в системе ЦМ, когда детектируются все частицы. Однако выражение вида

$$T = 2 \max_{|\mathbf{n}|=1} \frac{\left|\sum_i \theta(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p_i})\, \mathbf{p_i}\right|}{\sum_i |\mathbf{p_i}|} = 2 \max_{\theta_i=0,1} \frac{\left|\sum_i \theta_i\, \mathbf{p_i}\right|}{\sum_i |\mathbf{p_i}|} \tag{15.8}$$

(где $\theta(x)$ – "шаговая" функция, $\theta(x) = 1$, если $x > 0$, и $\theta(x) = 0$ в противном случае) дает результаты, отличающиеся от приведенных выше, если, например, присутствуют только заряженные частицы. Чтобы избежать таких проблем, можно было бы положить $T > 1$; часто вводится дополнительная фиктивная частица, обеспечивающая баланс полного импульса [Bra79].

Ур. (15.7) может быть переписано в виде

$$T = \max_{\epsilon_i=\pm 1} \frac{\left|\sum_i \epsilon_i\, \mathbf{p_i}\right|}{\sum_i |\mathbf{p_i}|} . \tag{15.9}$$

(Оно может также рассматриваться как результат применения ур. (15.8) к событию с $2n$ частицами, из которых n частиц переносят импульс $\mathbf{p_i}$ и n – импульс $-\mathbf{p_i}$, и, таким образом, импульс автоматически скомпенсирован.) Если пытаться определить величину и ось траста таким способом, то нужно было бы проверить 2^{n-1} различных комбинаций. (Единица в показателе степени $(n - 1)$ обусловлена тем, что значение T не меняется при замене $\epsilon_i \to -\epsilon_i$.) Поэтому этот подход быстро становится неприемлемым. Существуют другие точные методы, которые требуют перебора "всего лишь" $4n^2$ комбинаций.

В JETSET реализован более быстрый альтернативный метод, в котором ось траста получается итерациями от начального направления $\mathbf{n}^{(0)}$ согласно

$$\mathbf{n}^{(\mathbf{j}+1)} = \frac{\sum\limits_{\mathbf{i}} \epsilon(\mathbf{n}^{(\mathbf{j})} \cdot \mathbf{p_i})\, \mathbf{p_i}}{\left|\sum\limits_{\mathbf{i}} \epsilon(\mathbf{n}^{(\mathbf{j})} \cdot \mathbf{p_i})\, \mathbf{p_i}\right|} \tag{15.10}$$

(Где $\epsilon(x) = 1$ для $x > 0$ и $\epsilon(x) = -1$ для $x < 0$). Легко показать, что относительная величина траста никогда не будет уменьшаться, $T^{(j+1)} \geq T^{(j)}$. Фактически, обычно метод сходится за 2 – 4 итерации. К сожалению, эта сходимость – не обязательно к истинной оси траста, а, иногда, – только к локальному максимуму функции траста [Bra79]. Нам не известно никакого способа избежать этой возможной ошибки, но ее вероятность может быть понижена, если перебрать несколько различных начальных осей $\mathbf{n}^{(0)}$. Эти оси $\mathbf{n}^{(0)}$ конструируются из n' частиц (по умолчанию, из 4) с самыми большими импульсами в событии, и $2^{n'-1}$ соответствующих начальных комбинаций $\sum_i \epsilon_i \, \mathbf{p_i}$ перебираются в порядке следования абсолютных значений импульса. Когда определенное число начальных осей дает сходимость к одной и той же (наилучшей), эта ось и принимается в качестве оси траста.

В плоскости, перпендикулярной оси траста, главная ось [MAR79] может быть определена таким же образом, как и траст, то есть

$$M_a = \max_{|\mathbf{n}|=1,\, \mathbf{n}\cdot\mathbf{v_1}=0} \frac{\sum\limits_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p_i}|}{\sum\limits_i |\mathbf{p_i}|} \ . \tag{15.11}$$

На плоскости можно использовать более эффективные методы нахождения оси, чем в трехмерном пространстве [Wu79], если только, простоты ради, мы не используем описанный выше метод. Наконец, третья, дополнительная ось определяется как перпендикулярная к оси траста и главной оси; значение дополнения M_i рассчитывается, как для траста и главной оси. Разница длин главной и дополнительной осей называется сплющенностью (oblateness), $O = M_a - M_i$. Верхний предел на сплющенность зависит от величины траста довольно сложным образом. Но, в общих чертах, $O \approx 0$ соответствует событию, симметричному относительно оси траста, а большие O – плоскому событию.

Как и для сферичности, легко можно получить обобщение для произвольной импульсной зависимости, заменяя $\mathbf{p_i}$ в формулах выше на $|\mathbf{p_i}|^{\mathbf{r}-1}\, \mathbf{p_i}$. Эта возможность включена, хотя пока не нашла какого-либо экспериментального применения.

15.1.3 Моменты Фокса–Вольфрама

Моменты Фокса–Вольфрама H_l, $l = 0, 1, 2, \ldots$, [Fox79] определяются следующим образом:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\mathbf{p_i}|\,|\mathbf{p_j}|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{ij}) \ , \tag{15.12}$$

где θ_{ij} – угол раскрытия для адронов i и j и E_{vis} – полная наблюдаемая энергия события. Обратите внимание, что включаются также автокорреляции $i = j$. $P_l(x)$ есть полиномы Лежандра,

$$P_0(x) = 1 \ ,$$
$$P_1(x) = x \ ,$$

$$P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1) ,$$
$$P_3(x) = \frac{1}{2}(5x^3 - 3x) ,$$
$$P_4(x) = \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3) . \tag{15.13}$$

В пренебрежении массами частиц $H_0 \equiv 1$. Общепринято нормировать результаты на H_0, так что определяются $H_{l0} = H_l/H_0$ и т.д. Если в событии импульс скомпенсирован, то $H_1 \equiv 0$. 2-струйные события дают $H_l \approx 1$ для l – четного и ≈ 0 для l – нечетного.

15.1.4 Массы струй

Частицы в событии можно разделить на два класса. Для каждого класса можно рассчитать квадрат инвариантной массы, M_1^2 и M_2^2. Если значения подобраны таким образом, что сумма $M_1^2 + M_2^2$ минимальна, то две массы, полученные таким образом, называются тяжелой и легкой массой струи M_H и M_L. Доказано, что эти значения хорошо ведут себя в перенормируемой теории [Cla79]. В e^+e^--аннигиляции тяжелая масса струи получает вклад от $q\bar{q}g$-событий с 3 струями, если считать, что легкая масса не равна нулю только при включении 4-струйных событий. В системе ЦМ события выполняется неравенство $0 \le M_H^2 \le E_{cm}^2/3$.

В программе осуществляется подразделение частиц на две полусферы, разделяемые плоскостью, перпендикулярной к оси события. Как и в случае траста, требуется много времени для нахождения точного решения. Поэтому могут использоваться различные стратегии приблизительных вычислений. В программе ось сферичности используется для выполнения быстрого подразделения на два полушария, и, таким образом, на две предварительные струи. После этого для одной из частиц делается проверка, определяющая, не будет ли сумма $M_1^2 + M_2^2$ уменьшаться, если эта частица будет учитываться в другой струе. Процедура останавливается, когда не получается никаких существенных изменений. Часто оставляется первоначальное определение, то есть ось сферичности дает хорошее разделение. Однако нет полной гарантии нахождения правильного значения, так как программа может остановиться не на глобальном, а на локальном минимуме.

15.2 Обнаружение кластеров

Глобальные параметры события типа сферичности или траста могут использоваться только при определении оси струи для 2-струйных событий, в которых струи расходятся в противоположные стороны из одной точки (back-to-back конфигурации). Чтобы определить индивидуальные оси струй в событиях с тремя или более струями или с двумя (главными) струями, не лежащими на одной прямой, обычно используются кластерные алгоритмы. В этих алгоритмах соседние частицы группируются вместе в переменное число кластеров. Каждый кластер имеет хорошо определенное направление, задаваемое соответствующим образом взвешенным усреднением по направлениям частиц-компонентов.

Кластерные алгоритмы, обычно используемые в e^+e^-- и в $p\bar{p}$-физике, отличаются в нескольких отношениях. События первого типа считаются сферически симметричными, то есть нет никакой выделенной оси в пространстве, и обычно все частицы учитываются в какой-нибудь струе. В событиях второго типа используются алгоритмы по выбору оси пучка в качестве выделенного направления, и далее вводятся переменные, связанные с этим выбором, типа быстроты и поперечного импульса; кроме того, только некоторая часть всех частиц учитывается в струях.

Это отражает различие в фундаментальной физике: в pp-столкновениях пучковые остатки с малыми поперечными импульсами не связаны ни с какими жесткими процессами, а только дают нежелательный "шум" в большинстве экспериментов. (Конечно, жесткие процессы также могут давать частицы с малыми поперечными импульсами, но вероятность этого еще меньше, чем для мягких или полужестких процессов.) Далее, кинематика жесткого процесса в хорошем приближении подразделяется на непосредственно жесткий подпроцесс, который не зависит от изменения значений быстроты, и эффекты от структурных функций, определяющих положение жесткого рассеяния в целом по быстроте. Следовательно, быстрота, азимутальный угол и поперечный импульс – подходящие переменные для описания жестких процессов.

С другой стороны, в стандартном событии e^+e^--аннигиляции система ЦМ жесткого процесса будет находиться почти в покое, и ось события будет произвольно распределена в пространстве, то есть в этом случае нет выделенного неправления оси, определяемого входящими $e^\pm$. Вся генерация частиц вводится только в связи с жестким подпроцессом. Для некоторых частиц могут возникнуть сложности при попытке ассоциировать их с определенной струей, но нет никакой причины исключать какую-либо из них из рассмотрения.

Это не означает, что всегда требуется такое разделение. 2γ-события в e^+e^- могут иметь структуру с "пучковыми" и "жестко рассеянными" струями, для которой можно использовать $p\bar{p}$-описание. Наоборот, тяжелую частицу, полученную в $p\bar{p}$-столкновениях, может быть полезным изучить в собственной системе покоя с использованием e^+e^--алгоритмов.

Далее частицы характеризуются только значениями своих трехимпульсов или, альтернативно, значением энергии и направлением. Следовательно, не делается никаких предположений относительно вида частицы или даже массы и заряда. Очевидно, что при этом должны использоваться более сложные кластерные алгоритмы. Процедура также становится более зависящей от детектора, а поэтому менее подходящей для общего пользования.

JETSET содержит две программы по обнаружению кластеров. `LUCLUS` предназначена для e^+e^-, а `LUCELL` – для $p\bar{p}$. Каждая из них предоставляет несколько вариантов для основной схемы.

15.2.1 Обнаружение кластеров в событиях типа e^+e^-

Кластерные алгоритмы для e^+e^--приложений используются с конца 70-х годов. Был предложен ряд различных подходов [Dor81], из которых мы здесь будем обсуждать только основанные на двойном объединении. При таком подходе первоначально каждая частица в конечном состоянии рассматривается как кластер. Используя некоторую характерную длину (меру расстояния), находятся два самых близких кластера. Если расстояние между ними меньше некоторого предельного значения, то два кластера объединяются в один. В этой новой конфигурации опять находятся и объединяются два самых близких кластера, и так далее, пока все кластеры не будут разделены расстояниями, большими предельного значения. Кластеры, остающиеся в конце процедуры, часто также называются струями. Обратите внимание, что при таком подходе каждая отдельная частица принадлежит только одному кластеру. Также обратите внимание, что полученная в результате струйная картина явно зависит от используемого предельного значения расстояния. Обычно число кластеров может изменяться от события к событию, но иногда полезнее иметь кластерный алгоритм, содержащий предопределенное число струй (например, 3).

Очевидный выбор для меры расстояния – квадрат инвариантной массы, то есть для двух кластеров i и j расстояние определяется как

$$m_{ij}^2 = (E_i + E_j)^2 - (\mathbf{p_i} + \mathbf{p_j})^\mathbf{2} \ . \tag{15.14}$$

(С таким же успехом в качестве меры можно было бы использовать просто значение инвариантной массы, а не ее квадрат; это всего лишь вопрос удобства.) Фактически же ряд исследователей (включая автора) уже давно опробовали эту меру и отказались от ее использования, так как оказалось, что при этом возникают серьезные проблемы неустойчивости. Причина хорошо понятна: в принципе, частицы стремятся объединиться в кластер, расположенный ближе по инвариантной массе к области малых импульсов. Процесс кластеризации поэтому будет начинаться в центральной области по быстроте и распространяться на окраинные области, охватывая также и быстрые частицы. Поэтому использование меры инвариантной массы приводит к тому, что будет происходить кластеризация не медленных частиц вокруг быстрых (где последние должны наилучшим образом давать направления струй), а быстрых частиц вокруг медленных.

Другую неустойчивость можно наблюдать при рассмотрении кластеризации в простом 2-струйном событии. Ко времени, когда кластеризация достигает уровня трех кластеров, наилучший алгоритм кластеризации можно получить, используя метод нахождения трех маломассовых кластеров, распределенных следующим образом: по одному быстрому кластеру вокруг каждой струи плюс третий, медленный кластер посередине. На последнем шаге этот третий кластер объединялся бы с одним из быстрых, давая в результате два конечных асимметричных кластера. Однако при этом один кластер будет содержать все медленные частицы, в том числе и те, которые визуально определяются как принадлежащие к противоположной струе. Поэтому простой процесс двойного объединения без возможности перераспределять частицы между кластерами, по всей видимости, не является оптимальным.

Решение, найденное автором [Sjö83], состоит в том, чтобы не использовать инвариантную массу как меру расстояния. Вместо этого струя определяется как набор частиц, имеющих ограниченные значения поперечного импульса относительно общей оси струи, и, следовательно, также относительно друг друга. Ясно, что эта картина следует из стандартной картины фрагментации, например, из струнной фрагментации. Тогда мера расстояния d_{ij} между двумя частицами (или кластерами) с импульсами $\mathbf{p_i}$ и $\mathbf{p_j}$ будет иметь критическую зависимость только от поперечного импульса (но не от продольных импульсов). Был перебран ряд таких мер, и в конечном счете получилась следующая величина:

$$d_{ij}^2 = \frac{1}{2}\left(|\mathbf{p_i}|\,|\mathbf{p_j}| - \mathbf{p_i}\cdot\mathbf{p_j}\right)\frac{\mathbf{4}\,|\mathbf{p_i}|\,|\mathbf{p_j}|}{(|\mathbf{p_i}| + |\mathbf{p_j}|)^\mathbf{2}} = \frac{\mathbf{4}\,|\mathbf{p_i}|^\mathbf{2}\,|\mathbf{p_j}|^\mathbf{2}\,\sin^\mathbf{2}(\boldsymbol{\theta}_\mathbf{ij}/\mathbf{2})}{(|\mathbf{p_i}| + |\mathbf{p_j}|)^\mathbf{2}} \ . \tag{15.15}$$

Для малого относительного угла θ_{ij}, где $2\sin(\theta_{ij}/2) \approx \sin\theta_{ij}$ и $\cos\theta_{ij} \approx 1$, это выражение упрощается до

$$d_{ij} \approx \frac{|\mathbf{p_i} \times \mathbf{p_j}|}{|\mathbf{p_i} + \mathbf{p_j}|} \ , \tag{15.16}$$

где символ "×" означает векторное произведение. Таким образом, видим, что d_{ij} в этом пределе имеет простую физическую интерпретацию как поперечный импульс частиц относительно направления, данного суммой импульсов двух частиц. В отличие от приблизительного выражения, однако, d_{ij} не равно нулю для двух частиц, лежащих на одной прямой.

Основная схема – типа двойного объединения, то есть первоначально каждая частица считается кластером по своей природе. Тогда находятся два кластера с наименьшим относительным расстоянием d_{ij}, и если $d_{ij} < d_{join}$, с d_{join} – некоторым заданным расстоянием, два кластера объединяются, т.е. их импульсы векторно складываются и дают импульс нового кластера. Это повторяется до тех пор, пока расстояние между любыми двумя кластерами не становится больше d_{join}. Количество этих конечных кластеров и их импульсы тогда представляют реконструкцию начальной струйной конфигурации, и каждая частица учитывается в одном из кластеров.

Однако, чтобы эта схема заработала, необходимо учесть два дополнительных условия. Первое: после того, как два кластера были объединены, некоторые частицы, принадлежащие новому кластеру, на самом деле могут находиться ближе к другому кластеру. Следовательно, после каждого объединения все частицы в событии должны быть перераспределены по самым близким для них кластерам. Для частицы i это означает, что должны быть вычислены и сравнены между собой расстояния d_{ij} до всех кластеров j в событии. После того, как были рассмотрены все частицы, импульсы кластеров пересчитываются с учетом всех сделанных перераспределений. Для экономии времени итерационная процедура распределения по кластерам не производится до момента получения устойчивой конфигурации, но, так как все частицы перераспределяются на каждом шаге, такая итерация эффективно происходит параллельно с объединением кластеров. Только в самом конце, когда все $d_{ij} > d_{join}$, итерационная процедура перераспределения сходится, но с сохранением возможности продолжить объединение кластеров в том случае, если некоторые d_{ij} могут стать меньше d_{join} после перераспределения.

Иногда может случиться, что очередной шаг перераспределения приводит к пустому кластеру, то есть к такому, в который не распределены никакие частицы. Так как такой кластер имеет расстояние $d_{ij} = 0$ до любого другого кластера, то он автоматически удаляется при следующем объединении. Однако можно запускать программу в режиме, когда нужно восстановить минимальное число струй. Если этот минимум достигается с одним пустым кластером, то находится частица, которая имеет самое большое расстояние до этого кластера. Кластер тогда расщепляется на два – содержащий эту максимально удаленную частицу и на остаток. После этого процедура перераспределения продолжается по-прежнему.

Во-вторых, обычно в событии получается большая множественность, и если с каждой частицей в конечном состоянии обращаться, с как отдельным кластером, программа станет очень медленной. Поэтому строится меньшее количество кластеров (для обычного e^+e^--события – 8 - 12), как стартовая точка для итерации выше, следующим образом. Находится частица с самым большим импульсом, и после этого все частицы в пределах расстояния $d_{ij} < d_{init}$ от нее ($d_{init} \ll d_{join}$) вместе с первой частицей формируют отдельный кластер. Процедура продолжается для оставшихся частиц, не распределенных в этот кластер, до тех пор, пока все частицы не будут исчерпаны. Частицы в центральной области импульсов, $|\mathbf{p}| < \mathbf{2d}_{init}$, обрабатываются отдельно; если векторная сумма их импульсов порядка $2d_{init}$, то они могут сформировать один кластер, иначе они остаются нераспределенными в начальной конфигурации. Значение d_{init}, если только оно разумно мало, не имеет никакого физического значения в том смысле, что получается такая же конечная кластерная конфигурация, как если бы каждая частица первоначально считалась кластером: на этом шаге кластеризуются настолько близкие частицы, что они почти неизбежно должны попасть в одну и ту же струю; кроме того, процедура перераспределения позволяет исправить любую возможную ошибку на более поздних шагах итерации.

Таким образом, реконструкция струй зависит от одного параметра, d_{join}, с ясным ограничением физических значений поперечного импульса "величиной разрешения струй". В пренебрежении размытием от фрагментации, d_{ij} между двумя кластерами равной энергии соответствует половине инвариантной массы двух первоначальных партонов. Если имеется желание восстановить только хорошо выделяемые струи, то нужно выбрать большое d_{join}, так как малое значение d_{join} позволяет разделить две близкие струи, но, иногда, ценой искусственного деления одной струи на две. В частности, эта проблема может возникнуть для струи b-кварков. Значение d_{join}, которое используется для фиксированной величины разрешения струй, в принципе, не должно зависеть от энергии события в системе ЦМ, хотя эффекты от фрагментации могут давать "зашумление" в виде ложных дополнительных струй, число которых медленно растет с E_{cm} для фиксированного d_{join}. Поэтому $d_{join} = 2.5$ ГэВ было приемлемо для энергий PETRA/PEP, но для энергий LEP и выше предпочтительнее брать значение 3 – 4 ГэВ.

На этом мы заканчиваем описание главной опции программы `LUCLUS`. Альтернативные возможности состоят, например, в исключении шага перераспределения, то есть в использовании простой процедуры двойного объединения безо всякого перераспределения частиц между струями. (Эта опция включена, главным образом, как способ проверки реальной важности перераспределения.) Другая альтернатива состоит в замене меры расстояния, используемой выше, на используемую в алгоритме JADE [JAD86].

Алгоритм кластеризации JADE представляет собой попытку "спасти" инвариантную массу в качестве меры. Мера расстояния определена как

$$y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \ . \tag{15.17}$$

E_{vis} есть полная видимая энергия события. Использование в знаменателе E_{vis}^2, а не E_{cm}^2, делает меру менее чувствительной к поправкам на аксептанс детектора; кроме того, вследствие безразмерного характера y_{ij} хорошо использовать при сравнении результатов для различных значений энергии в системе ЦМ. Однако в контексте дальнейших обсуждений эта нормировка является неприемлемой.

Мера y_{ij} очень тесно связана с мерой расстояния, даваемой квадратом массы: они совпадают (с точностью до нормировки), если $m_i = m_j = 0$. Однако давайте рассмотрим пару частиц или кластеров с ненулевыми индивидуальными массами и фиксированной массой пары. Тогда большее значение есть импульс пары в чистом виде, а меньшее – мера y_{ij}. Это, в некотором роде, облегчает кластеризацию быстрых частиц и делает алгоритм менее нестабильным по сравнению с основанным на истинной инвариантной массе.

Успехи алгоритма JADE хорошо известны: получается очень хорошее согласие между числом партонов, сгенерированных на уровне матричного элемента (или партонного ливня) и числом кластеров, восстановленных из адронов, так что такие аспекты КХД, как вычисление поправок к α_s могут изучаться с минимальной зависимостью от эффектов фрагментации. Конечно, нечувствительность к эффектам фрагментации зависит от выбора модели фрагментации. Эффекты от фрагментации малы в струнной модели, но не в сценариях независимой фрагментации. Хотя независимая фрагментация сама по себе не заслуживает доверия, это может быть расценено как сигнал предостережения.

Здесь нужно заметить, что мера JADE также не свободна от некоторых недостатков простой массовой меры (без перераспределений), а именно – частицы, которые разлетаются в противоположных направлениях, вполне могут быть объединены в один кластер. Поэтому, хотя JADE алгоритм – хороший способ нахождения числа струй, он работает хуже стандартного с мерой d_{ij} для определения направлений струй и их энергий [Bet92]. Мера d_{ij} также дает более узкие струи, которые находятся в лучшем согласии с экспериментальными наблюдениями струйной структуры.

Недавно был предложен "алгоритм Дюрама" [Cat91], который работает аналогично JADE, но с мерой расстояния

$$\tilde{y}_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{E_{cm}^2} \ . \tag{15.18}$$

Подобно мере d_{ij}, эта мера определяет поперечный импульс, но $\tilde{y}_{ij}$ имеет геометрическую интерпретацию как поперечный импульс более мягкой частицы относительно направления более жесткой, в то время как d_{ij} – поперечный импульс любой частицы относительно общего направления, данного векторной суммой импульсов. Два определения находятся в согласии, когда один кластер гораздо мягче другого, так что экспоненциальный рост мягких глюонов, доказанный для меры Дюрама, имеет место также и для d_{ij}.

Поэтому основное различие заключается в том, что стандартная опция `LUCLUS` позволяет делать перераспределения, в то время как алгоритм Дюрама – нет. Следовательно, вычисления в перенормируемой теории на партонном уровне проще проводить с использованием второго алгоритма. Иногда этот алгоритм используется при численных оценках, если нужно определить, насколько реально перераспределения улучшают согласие с результатами исходной перенормируемой теории. В частности, без перераспределений будет совершаться рекомбинация, которая кажется "наилучшей" на текущем шаге, даже когда это вынуждает вас совершать "худшие" выборы на последующих шагах. С помощью перераспределений можно исправить ошибки, вызванные слишком локальным характером простой схемы двойного объединения.

15.2.2 Обнаружение кластеров в событиях типа $p\bar{p}$

Программа обнаружения кластеров `LUCELL` сейчас существует в своем первоначальном виде UA1 [UA183] и обычно используется в $p\bar{p}$-физике. Она основана на выборе псевдобыстроты η, азимутального угла φ и поперечного импульса $p_\perp$ в качестве основных переменных. Этот выбор обсуждался в начале этого раздела, с поправкой, что более предпочтительная с теоретической точки зрения истинная быстрота должна заменяться на псевдобыстроту при вступлении в контакт с системой координатных детекторов, имеющейся в реальной жизни.

В модели принимается установленной сеть детекторов в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < \eta_{max}$; по азимутальным углам проведено разбиение на ряд одинаковых секторов (бинов), охватывающих полный диапазон. Частицы события оставляют треки в этой сети детекторов. Для каждой ячейки в пространстве (η,φ) поперечные импульсы частиц, входящих в эту ячейку, суммируются, определяя полный поток $E_\perp$ в ячейке.

Ясно, что модель является очень примитивной в ряде отношений по сравнению с реальным детектором. Не учтены эффекты влияния магнитных полей, т.е. заряженные частицы также оставляют прямые треки. Размеры детектора не определены; следовательно, положением первичной вершины и любых вторичных вершин пренебрегают при определении ячейки, которой принадлежит частица. Масса покоя частиц не учитывается, т.е. фактически используется $p_\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, в то время как в реальном детекторе некоторые частицы распадаются или аннигилируют, унося дополнительное количество энергии.

Чтобы учесть энергетическое разрешение детектора, можно ввести размытие $E_\perp$ по бинам. Это выполняется введением гауссиана с шириной, пропорциональной $\sqrt{E_\perp}$ в данном бине. Гауссиан обрезается в нуле и при некотором заданном значении, полученном при умножении неразмытого значения $E_\perp$ на некоторый коэффициент (по умолчанию, на

2). В качестве альтернативы, можно ввести размытие значения E, а не $E_\perp$. Для нахождения E принимается, что полная энергия, выделившаяся в данной ячейке, сосредоточена в центре, так что можно делать прямое и обратное преобразование $E = E_\perp \cosh \eta_{center}$.

Ячейка с самым большим значением $E_\perp$ считается инициатором струи, если значение $E_\perp$ выше некоторого порога. "Кандидат в струю" определяется как состоящий изо всех ячеек, находящихся в пределах области некоторого радиуса R в плоскости (η,φ), то есть имеющих $(\eta - \eta_{initiator})^2 + (\varphi - \varphi_{initiator})^2 < R^2$. Координаты всегда даются относительно центра ячейки. Если суммарная $E_\perp$ струи выше требуемой минимальной энергии, то "кандидат в струю" принимается, и все эти ячейки исключаются из дальнейшего рассмотрения. Если же нет, то кандидат отклоняется. Эта последовательность действий повторяется далее для оставшейся ячейки с самой большой $E_\perp$ и так далее, пока не останется никаких ячеек, для которых выполняется условие инициатора струи.

Число реконструированных струй может, таким образом, изменяться от нуля до максимального значения, получаемого из геометрических соображений, то есть сколько кругов радиуса R необходимо для того, чтобы охватить разрешенную плоскость (η,φ). Обычно только некоторая доля частиц распределяется по струям.

Можно было бы рассмотреть итерационный процесс распределения струй, использующий взвешенный по $E_\perp$ центр струи для получения нового радиуса круга R. В текущем алгоритме не содержится никаких подобных итеративных шагов. Для идеального распределения струй также было бы необходимо улучшить обработку при частичном наложении двух кругов.

Заключительное техническое примечание. Естественная реализация алгоритма нахождения ячейки основана на наличии двумерного массива значений $E_\perp$ с размерностью, соответствующей размерности сети детекторов. При этом большинство ячеек остаются пустыми, в частности, для событий с низкой множественностью в мелкозернистых калориметрах (fine-grained calorimeters). Наше реализация несколько необычна, так как для ячейки резервируется место (содержание и позиция) только тогда, когда для нее показывается, что она непустая. Это означает, что все непустые ячейки должны объединяются для определения, какие из них находятся в пределах требуемого расстояния R от потенциального инициатора струи. Поэтому такой алгоритм работает быстрее обычного, если средняя занятость ячеек низкая, и медленнее, если высокая.

15.2.3 Статистика событий

Все программы анализа событий, описанные выше, созданы на основе схемы "event-by-event analysis", т.е. восстановлении событий конкретного типа с использованием подходящих характеристик (переменных). Однако соответствующие величины после их нахождения весьма часто используются для определения инклюзивных распределений, а также для выбора определенных классов событий для последующего анализа. Например, программу определения траста можно использовать для нахождения инклюзивного распределения T или для выбора событий с $T < 0.9$. Другие приложения, хотя и определяемые для отдельного события, имеет смысл обсуждать только в терминах среднего по большому числу событий. Небольшой набор таких приложений находится в `LUTABU`. Эта программа должна вызываться после каждого события для накопления статистики и один раз в конце для распечатки конечных таблиц. Конечно, среди богатства представимых возможностей собранные здесь представляют только малую часть, отобранную потому, что автор в некоторых пунктах нашел для них непосредственное применение.

15.2.4 Множественности в событиях

Есть три способа сбора информации о множественностях в событиях. Первый дает состав ароматов в конечном состоянии в жестких процессах, например, относительный состав $d\bar{d}/u\bar{u}/s\bar{s}/c\bar{c}/b\bar{b}$ в событиях e^+e^--аннигиляции. Кроме того, можно получить распределение полной множественности партонов в конце эволюции партонного ливня. Второй способ дает инклюзивный выход всех частиц, полученных в событиях, либо в виде промежуточных резонансов, либо в виде частиц в конечном состоянии. Последние подразделяется на частицы, полученные при фрагментации (первичные частицы), и на рожденные в результате распадов (вторичные частицы).

Третий способ дает таблицу относительных вероятностей для эксклюзивных конечных состояний после того, как произошли все разрешенные распады. Так как анализируются только события, содержащие до 8 частиц в конечном состоянии, то, очевидно, программа не предназначена для изучения полных событий при высоких энергиях. Самое основное применение – анализ мод распада отдельной частицы. Например, данные по распадам для D-мезонов содержат также каналы, дающие нестабильные частицы типа ρ и η, которые впоследствии распадаются. Поэтому данное конечное состояние может содержать вклады от нескольких имеющихся в таблице каналов распада; например, $K\pi\pi$ из $K^*\pi$ и $K\rho$, и так далее.

15.2.5 Энергетические корреляции

Энергетические корреляции (Energy-Energy Correlation) определяются как [Bas78]

$$EEC(\theta) = \sum_{i<j} \frac{2E_iE_j}{E_{vis}^2}\,\delta(\theta - \theta_{ij}) \ , \tag{15.19}$$

а соответствующая асимметрия – как

$$EECA(\theta) = EEC(\pi - \theta) - (\theta) \ . \tag{15.20}$$

θ_{ij} есть угол раскрытия для двух частиц i и j с энергиями E_i и E_j. В принципе, нормировка должна осуществляться на E_{cm}, но если не все частицы зарегистрированы, то удобно нормировать на полную наблюдаемую энергию E_{vis}. Учитывая автокорреляционный член $i = j$, полная EEC в событии равна единице. Пик δ-функции размыт вследствие конечной ширины бина $\Delta\theta$ в гистограмме, то есть заменяется вкладом $1/\Delta\theta$ для бина, содержащего θ_{ij}.

Формулы выше относятся к отдельному событию и должны быть усреднены по всем событиям для подавления статистических флуктуаций и получения гладких функций θ.

15.2.6 Факториальные моменты

Факториальные моменты могут использоваться для нахождения флуктуаций в событиях (intermittency) [Bia86]. Недавно были проведены многочисленные исследования, касающиеся этой области, и предложены различные величины для оценки эффекта. Мы здесь представляем только один из оригинальных рецептов.

Для вычисления факториальных моментов полные диапазоны быстрот (или псевдобыстрот) и азимутальных углов разбиваются на последовательные бины меньшего размера, и изучается распределение множественности в каждом бине. Программа вычисляет псевдобыстроту относительно оси z; при желании можно было бы сначала найти ось события, например, как ось сферичности или траста, а потом вращать событие до совпадения оси с направлением z.

Полный диапазон быстрот $|y| < y_{max}$ (или диапазон псевдобыстрот $|\eta| < \eta_{max}$) и диапазон азимутальных углов $0 < \varphi < 2\pi$ подразделяются на m_y и m_φ бинов одинакового размера. Фактически, полный анализ выполняется трижды: один раз с $m_\varphi = 1$ и y (или η), последовательно разделенным на 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256 и 512 бинов, один раз с $m_y = 1$ и диапазоном φ, разделенным, как выше, и, наконец, один раз с $m_y = m_\varphi$, с разделением, как выше, для диапазонов обеих переменных. Зависящий от множественности n_j в бине j i-й факториальный момент определяется как

$$F_i = (m_y m_\varphi)^{i-1} \sum_j \frac{n_j(n_j-1)\cdots(n_j-i+1)}{n(n-1)\cdots(n-i+1)} \ . \tag{15.21}$$

$n = \sum_j n_j$ есть полная множественность события в разрешенных пределах y (или η). Вычисления выполнены для моментов от второго до пятого, F_2–F_5.

Здесь F_i определены для одного события и должны быть усреднены по большому числу событий для получения разумно гладкого поведения. Если частицы генерируются однородно и независимо согласно статистике Пуассона, то, как ожидается, $\langle F_i \rangle \equiv 1$ для всех моментов и всех размеров бинов. Если же частицы локально кластеризованы, то факториальные моменты должны увеличиваться при уменьшении размеров бинов до характерных размеров кластеризации.

15.2.7 Подпрограммы и общие блоки переменных

Шесть подпрограмм `LUSPHE`, `LUTHRU`, `LUCLUS`, `LUCELL`, `LUJMAS` и `LUFOWO` дают вам возможность определять некоторые общие свойства формы события. Подпрограмма `LUTABU` выполняет статистический анализ для ряда различных величин типа состава частиц, факториальных моментов и энергетических корреляций.

Обратите внимание, что по умолчанию в анализе участвуют все остающиеся в конечном состоянии партоны/частицы, за исключением нейтрино. Нейтрино могут быть включены установкой `MSTU(41)=1`. Также заметьте, что заданные оси, сохраняемые в `LUJETS`, не соответствуют никаким четырехвекторам, и поэтому существует общее правило (с некоторыми исключениями), что они не должны вращаться или смещаться в другую систему координат.

```
CALL LUSPHE(SPH,APL)
```

Назначение: диагонализует тензор импульса, то есть находит собственные значения $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ с суммой, равной единице, и собственные вектора, соответствующие этим собственным значениям.

Степенная зависимость импульса дается в `PARU(41)`; значение по умолчанию, соответствующее определению сферичности (`PARU(41)=1.`) дает величины, линейные по импульсам. Какие именно частицы/партоны используются при анализе, определяется значением `MSTU(41)`.

`SPH` : $\frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$, то есть сферичность (для `PARU(41)=2.`).

`= -1.` : анализ не выполняется, так как событие содержало меньше двух частиц (или две частицы, направленные в точности в противоположные стороны, и два поперечных направления неопределены).

`APL` : $\frac{3}{2}\lambda_3$, то есть апланарность (для `PARU(41)=2.`).

`= -1.` : как `SPH=-1.`.

Замечание: строки от `N+1` до `N+3` (от `N-2` до `N` для `MSTU(43)=2`) в `LUJETS` будут после вызова содержать следующую информацию:

`K(N+i,1)` = 31;
`K(N+i,2)` = 95;
`K(N+i,3)` : i, индекс оси, $i = 1, 2, 3$;
`K(N+i,4)`, `K(N+i,5)` = 0;
`P(N+i,1)` - `P(N+i,3)` : i-й собственный вектор, компоненты x, y и z, соответственно;
`P(N+i,4)` : λ_i, i-е собственное значение;
`P(N+i,5)` = 0;
`V(N+i,1)` - `V(N+i,5)` = 0.

Также в `MSTU(62)` дается число частиц, использованных при анализе.

```
CALL LUTHRU(THR,OBL)
```

Назначение: определяет траст, главную и дополнительную оси события и соответствующие величины, выражаемые через импульсы, в частности, траст и сплющенность по осям. На эффективность программы влияют значения `MSTU(44)`, `MSTU(45)`, `PARU(42)` и `PARU(48)`. В частности, `PARU(42)` дает показатель степени для импульсной зависимости со значением по умолчанию `=1.`, соответствующим линейной зависимости. Какие именно частицы/партоны используются при анализе, определяется значением `MSTU(41)`.

`THR` : траст (для `PARU(42)=1.`).
`= -1.` : анализ не выполняется, потому что событие содержало менее двух частиц.
`= -2.` : оставшегося пространства в `LUJETS` (частично используемого в качестве рабочей области) недостаточно для выполнения анализа.

`OBL` : сплющенность по осям (для `PARU(42)=1.`).
`= -1., -2.` : как для `THR`.

Замечание: строки от `N+1` до `N+3` (от `N-2` до `N` для `MSTU(43)=2`) в `LUJETS` будут после вызова содержать следующую информацию:

`K(N+i,1)` = 31;
`K(N+i,2)` = 96;
`K(N+i,3)` : i, индекс оси, $i = 1, 2, 3$;
`K(N+i,4)`, `K(N+i,5)` = 0;
`P(N+i,1)` - `P(N+i,3)` : траст, главная и дополнительная оси для $i = 1, 2$ и 3;
`P(N+i,4)` : соответствующий траст, главное и дополнительное значение;
`P(N+i,5)` = 0;
`V(N+i,1)` - `V(N+i,5)` = 0.

Также в `MSTU(62)` дается число частиц, использованных при анализе.

```
CALL LUCLUS(NJET)
```

Назначение: восстанавливает произвольное число струй с использованием метода кластерного анализа, основанного на значениях импульсов частиц.

Существуют две различных меры расстояния, см. раздел 15.2. Выбор одной из них осуществляется в `MSTU(46)`. Масштаб расстояния d_{join}, выше которого два кластера уже не объединяются, обычно дается в `PARU(44)`. В общем случае d_{join} может изменяться для обеспечения возможности описания различных "разрешающих способностей струй"; значение по умолчанию 2.5 ГэВ довольно хорошо подходит для e^+e^--физики при энергии 30 – 40 ГэВ. С альтернативной массовой мерой расстояния, `PARU(44)` может использоваться для определения абсолютного максимума массы кластера, а `PARU(45)` – для установки масштаба, т.е. определения $y = m^2/E_{cm}^2$, где E_{cm} – полная инвариантная масса рассматриваемых частиц.

Существует возможность продолжить поиск кластера из уже определенной конфигурации с новым, более высоким значением d_{join} при правильном выборе `MSTU(48)`. В `MSTU(47)` можно также задать минимальное требуемое число реконструируемых струй; при объединении этой опции с искусственно большим d_{join}, можно проводить реконструкцию заданного числа струй.

Какие именно частицы/партоны используются при анализе, определяется значением `MSTU(41)`, а предположения относительно масс частиц задаются значениями `MSTU(42)`. Параметры `PARU(43)` и `PARU(48)` регулируют не физические, а технические детали (однако для событий с высокими энергиями и большой множественностью может возникнуть необходимость выбора большего `PARU(43)` для того, чтобы получить приемлемое время реконструкции).

`NJET` : число восстановленных кластеров.

`= -1` : анализ не выполняется, потому что событие содержало меньше, чем `MSTU(47)` (обычно 1) частиц, или данный метод анализа не достаточно хорош для проведения реконструкции требуемого числа струй.

`= -2` : оставшегося пространства в `LUJETS` (частично используемого в качестве рабочей области) недостаточно для анализа.

Замечание: если анализ выполнен успешно, то дальнейшая информация помещается в `MSTU(61) - MSTU(63)` и `PARU(61) - PARU(63)`. В частности, `PARU(61)` содержит инвариантную массу проанализированной системы, то есть значение, используемое при определении знаменателя $y = m^2/E_{cm}^2$. `PARU(62)` дает обобщенный траст, т.е. сумму абсолютных значений импульсов кластеров, поделенную на сумму импульсов частиц. `PARU(63)` дает минимальное расстояние d (в $p_\perp$ или m) между двумя кластерами в последней кластерной конфигурации; значение равно 0 в случае только одного кластера.

Далее, строки от `N+1` до `N+NJET` (от `N-NJET+1` до `N` для `MSTU(43)=2`) будут после вызова `LUJETS` содержать следующую информацию:

`K(N+i,1)` = 31;

`K(N+i,2)` = 97;

`K(N+i,3)` : i, номер струи (струи размещаются в порядке убывания абсолютного значения импульса);

`K(N+i,4)` : число частиц, отнесенных к струе i;

`K(N+i,5)` = 0;

`P(N+i,1) - P(N+i,5)` : импульс, энергия и инвариантная масса струи i;

`V(N+i,1) - V(N+i,5)` = 0.

Также для частиц, использованных при анализе, `K(I,4)`= i, где `I` – номер частицы, а i – номер струи, к которой была отнесена частица. Тогда нераспавшиеся неиспользованные частицы имеют `K(I,4)=0`. Исключение делается для строк `K(I,1)=3` (которые в любом случае обычно не представляют интереса при поиске кластеров), где сохраняется нетронутой информация о цветопотоке в `K(I,4)`.

`CALL LUCELL(NJET)`

Назначение: предоставляет пользователю упрощенную кластерную подпрограмму в духе используемых в настоящее время при анализе событий с большими $p_\perp$.

Детектор считается охватывающим область по псевдобыстротам от -PARU(51) до +PARU(51) и сегментированным на MSTU(51) одинаковых по величине псевдобыстротных и MSTU(52) – азимутальных бинов. Поперечная энергия $E_\perp$ для нераспавшихся входов суммируется в каждом бине. Для MSTU(53), отличного от нуля, значение энергии размыто из-за калориметрических эффектов, связанных с разрешающей способностью ячеек. Это размытие выполнено в соответствии с гауссовым распределением; в случае MSTU(53)=1 среднеквадратичное отклонение для $E_\perp$ равно PARU(55)$\times\sqrt{E_\perp}$, в случае MSTU(53)=2 среднеквадратичное отклонение для E равно PARU(55)$\times\sqrt{E}$, где $E_\perp$ и E выражены в ГэВ. Гауссиан обрезается в нуле и в точке, полученной умножением на коэффициент PARU(56) правильных значений $E_\perp$ или E.

Все бины с $E_\perp >$ PARU(52) считаются возможными инициаторами струй и проверяются, в порядке уменьшения $E_\perp$, на выполнение условия, не превышает ли полная $E_\perp$, суммируемая по ячейкам, удаленным друг от друга на расстояние, не большее PARU(54) (размер струи $\sqrt{(\Delta\eta)^2+(\Delta\varphi)^2}$), значения, заданного в PARU(53). Если это так, то все эти ячейки определяют одну струю и исключаются из дальнейшего рассмотрения. В отличие от LUCLUS, здесь не все частицы обязательно относятся к какой-либо струе. Какие именно частицы/партоны используются в анализе, определяется значением MSTU(41).

NJET : число реконструированных струй (может равняться 0).

= -2 : оставшегося пространства в LUJETS (частично используемого в качестве рабочей области) недостаточно для проведения анализа.

Замечание: строки от N+1 до N+NJET (от N-NJET+1 до N для MSTU(43)=2) в LUJETS будут после вызова содержать следующую информацию:

K(N+i,1) = 31;

K(N+i,2) = 98;

K(N+i,3) : i, номер струи (струи размещаются в порядке уменьшения $E_\perp$);

K(N+i,4) : число частиц, отнесенных к струе i;

K(N+i,5) = 0;

V(N+i,1) - V(N+i,5) = 0.

Далее, для MSTU(54)=1

P(N+i,1), P(N+i,2) = координаты η и φ центра ячейки-инициатора струи, то есть геометрического центра струи;

P(N+i,3), P(N+i,4) = координаты η и φ взвешенного с $E_\perp$ центра струи, то есть центра тяготения струи;

P(N+i,5) = суммарная $E_\perp$ струи;

для MSTU(54)=2

P(N+i,1) - P(N+i,5) : вектор импульса струи, сконструированный с использованием значений суммарной $E_\perp$ и координат η и φ центра струи, взвешенного с $E_\perp$, в виде

$(P_x, p_y, p_z, E, m) = E_\perp(\cos\varphi, \sin\varphi, \sinh\eta, \cosh\eta, 0)$;

и для MSTU(54)=3

P(N+i,1) - P(N+i,5) : вектор импульса струи, полученный при векторном сложении импульсов всех ячеек, отнесенных к струе, в предположении, что вся

$E_\perp$ вносится в центр ячейки, а масса струи в `P(N+i,5)` рассчитана с использованием суммарных значений E и $\mathbf{p}$ как $m^2 = E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2$.

Также в `MSTU(62)` содержится число частиц, использованных при анализе, а в `MSTU(63)` – число учтенных ячеек.

```
CALL LUJMAS(PMH,PML)
```

Назначение: реконструкция событий со струями большой и малой массы. Используется упрощенный алгоритм, в котором выполняется предварительное разделение события в две полусферы сечением, перпендикулярным оси сферичности. Тогда одна из частиц, соответствующих одному и тому же моменту времени, переносится в другую полусферу, если при этом уменьшается сумма квадратов масс двух струй $m_H^2 + m_L^2$. Процедура останавливается, когда не получается никаких дальнейших существенных изменений (см. `PARU(48)`). Часто случается так, что сохраняется первоначальное значение. Какие именно частицы/партоны используются при анализе, определяется значением `MSTU(41)`, а массы частиц даются в `MSTU(42)`.

`PMH` : масса тяжелой струи (в ГэВ).

`= -2.` : оставшегося пространства в `LUJETS` (частично используемого в качестве рабочей области) недостаточно для проведения анализа.

`PML` : масса легкой струи (в ГэВ).

`= -2.` : как для `PMH=-2.`.

Замечание: После успешного вызова `MSTU(62)` содержит число частиц, использованных при анализе, а `PARU(61)` – инвариантную массу проанализированной системы. Последнее значение полезно при построении масштабированных масс струй.

```
CALL LUFOWO(H10,H20,H30,H40)
```

Назначение: выполняет анализ события с использованием моментов Фокса–Вольфрама. H_i моментов нормируются на самой первый, H_0. Какие именно частицы/партоны используются при анализе, определяется значением `MSTU(41)`.

`H10` : H_1/H_0. Равен нулю, если импульс скомпенсирован.

`H20` : H_2/H_0.

`H30` : H_3/H_0.

`H40` : H_4/H_0.

Замечание: число частиц, использованных при анализе, дается в `MSTU(62)`.

```
CALL LUTABU(MTABU)
```

Назначение: обеспечивает ряд опций анализа событий, которые могут быть использованы для каждого нового события, и, по требованию, выдает накопленную статистику. При определении ошибок их относят к неопределенности средних значений для всей выборки событий, а не к размытию отдельных событий, то есть ошибка уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из числа проанализированных событий. Для правильного применения `LUTABU` не допускается свободное смешивание поколений и анализ различных классов событий, так как существует только один набор счетчиков статистики. Одиночное выполнение еще может содержать последовательные "подвыполнения", между которым статистика сбрасывается. Всякий раз при анализе события число используемых частиц/партонов дается в `MSTU(62)`.

`MTABU` : определяет, какое действие должно быть предпринято. Во всех случаях последняя цифра, равная 0, указывает, что счетчики статистики для этой опции должны сбрасываться; так как счетчики сбрасываются в начале выполнения (установками значений `DATA`), обычно это не используется. Последняя цифра, равная 1, определяет анализ текущего события в соответствии с желаемыми свойствами. Обратите внимание, что возникающее в результате действие может зависеть от того, как сгенерированное событие вращалось, смещалось в другую систему координат или редактировалось перед этим вызовом. Накопленная статистика выводится в виде таблицы для последней цифры, равной 2, или сгружается в общий блок `LUJETS` для последней цифры, равной 3. Последняя опция может быть полезна при взаимодействии с пакетами графики для выходных данных.

`= 10` : сброс статистики по множественности партонов.

`= 11` : анализ партонов в текущем событии (классификация по составу ароматов в жестком взаимодействии и общему числу партонов). Состав ароматов принимается определенным как в `MSTU(161)` и `MSTU(162)`; эти значения автоматически устанавливаются, например, при вызове `LUEEVT` и `PYEVNT`.

`= 12` : дает таблицу для распределения множественности партонов.

`= 13` : сохраняет распределение партонной множественности событий в `/LUJETS/`, используя следующий формат:

`N` = общее число различных обнаруженных каналов;

`K(I,1)` = 32;

`K(I,2)` = 99;

`K(I,3), K(I,4)` = два аромата;

`K(I,5)` = общее число найденных событий с составом ароматов `K(I,3)` и `K(I,4)`;

`P(I,1) - P(I,5)` = относительная вероятность нахождения данного состава ароматов и 1, 2, 3, 4 или 5 партонов, соответственно, в конечном состоянии;

`V(I,1) - V(I,5)` = относительная вероятность нахождения данного состава ароматов и 6 – 7, 8 – 10, 11 – 15, 16 – 25 или более чем 25 партонов, соответственно, в конечном состоянии.

Кроме того, `MSTU(3)=1` и

`K(N+1,1)` = 32;

`K(N+1,2)` = 99;

`K(N+1,5)` = число проанализированных событий.

`= 20` : сброс статистики по составу частиц.

`= 21` : анализ состава частиц/партонов в текущем событии; выполняется также для частиц, которые впоследствии распадаются, и фрагментирующих партонов (если это не является невозможным из-за предшествующего вызова `LUEDIT`). Частицы подразделяются на первичные и вторичные, и главный принцип заключается в том, что первичная частица – это частица, полученная при струнной фрагментации, а вторичные частицы получаются при распадах других частиц. Так как некоторые частицы (скажем, топ) могут распадаться на партоны, это различие не всегда жестко фиксировано.

= 22 : дает таблицу состава частиц в событиях.

= 23 : сохраняет состав частиц в событиях в /LUJETS/, используя следующий формат:
N = число различных обнаруженных типов частиц;
K(I,1) = 32;
K(I,2) = 99;
K(I,3) = KF-код частицы;
K(I,5) = общее число частиц и античастиц данного вида;
P(I,1) = среднее число первичных частиц на событие;
P(I,2) = среднее число вторичных частиц на событие;
P(I,3) = среднее число первичных античастиц на событие;
P(I,4) = среднее число вторичных античастиц на событие;
P(I,5) = среднее полное число частиц или античастиц на событие.
Кроме того, MSTU(3)=1 и
K(N+1,1) = 32;
K(N+1,2) = 99;
K(N+1,5) = число проанализированных событий;
P(N+1,1) = средняя первичная множественность на событие;
P(N+1,2) = средняя конечная множественность на событие;
P(N+1,3) = средняя множественность заряженных частиц на событие.

= 30 : сброс статистики по факториальным моментам.

= 31 : анализ факториальных моментов для распределения множественности в различных бинах по быстроте и азимутальному углу. Какие именно частицы (или партоны) используются в анализе, определяется значением MSTU(41). Выбор между использованием значений истинной быстроты, пионной быстроты или псевдобыстроты определяется в MSTU(42). Ось z считается осью события; если это нежелательно, можно найти ось события, например, с помощью LUSPHE или LUTHRU и использовать LUEDIT(31). Максимум (пионной, псевдо-) быстроты, который устанавливает ограничение на шкалу быстрот или экспериментальный аксептанс, дается в PARU(57).

= 32 : печать таблицы для первых четырех факториальных моментов в различных бинах по псевдобыстроте и азимутальному углу. Моменты правильно нормируются, так что они будут равны единице (с точностью до статистических флуктуаций) для однородного и некоррелированного рождения частиц по пуассоновской статистике и будут увеличиваться при уменьшении размера бина в случае "неравномерного" поведения. Ошибка при определении среднего значения основывается на фактической статистической выборке (то есть не используется никаких предположений относительно распределения для связывания ошибки со средними значениями высших моментов). Обратите внимание, что для бина малых размеров, где средняя множественность мала и, следовательно, факториальные моменты только в очень редких случаях не равены нулю, значения моментов могут сильно флуктуировать, и выдаваемая ошибка будет слишком малой.

= 33 : сохраняет значения факториальных моментов в /LUJETS/, используя формат:
N = 30, с I = $i = 1 - 10$, соответствующим разбиению быстротного диапа-

зона на 2^{i-1} бинов, `I` = $i = 11$ – 20 – разбиению азимутального диапазона на 2^{i-11} бинов, и `I` = $i = 21$ – 30 – разбиению диапазонов быстроты и азимутального угла на 2^{i-21} бинов;

`K(I,1)` = 32;

`K(I,2)` = 99;

`K(I,3)` = число бинов по быстроте;

`K(I,4)` = число бинов по азимутальному углу;

`P(I,1)` = размер быстротного бина;

`P(I,2)` - `P(I,5)` = $\langle F_2 \rangle$ – $\langle F_5 \rangle$, то есть среднее значение второго, третьего, четвертого и пятого факториальных моментов;

`V(I,1)` = размер азимутального бина;

`V(I,2)` - `V(I,5)` = статистические ошибки для $\langle F_2 \rangle$ – $\langle F_5 \rangle$.

Кроме того, `MSTU(3)` = 1 и

`K(31,1)` = 32;

`K(31,2)` = 99;

`K(31,5)` = число проанализированных событий.

`= 40 :` сброс статистики по энергетическим корреляциям.

`= 41 :` анализ энергетических корреляций *EEC* в текущем событии. Какие именно частицы/партоны используются в анализе, определяется значением `MSTU(41)`. События считаются заданными в их системе ЦМ. Вес, соответствующий паре i и j, есть $2E_j/E_ivis^2$, где E_{vis} – сумма энергий всех проанализированных частиц в событии. Энергии определяются из импульсов частиц, с массами, определенными согласно значениям `MSTU(42)`. Статистика накапливается для относительного угла θ_{ij}, принимающего значения от 0 до 180 градусов, и полный диапазон значений подразделяется на 50 бинов.

`= 42 :` печатает таблицу энергетических корреляций *EEC* и асимметрии *EECA* с ошибками. Описание ошибок не единственно. В нашем подходе каждое событие рассматривается как одно наблюдение, то есть распределение для *EEC* и *EECA* получено суммированием по всем парам частиц в событии, поэтому среднее значение и его размытие для такого распределения вычисляются в стандартном режиме. Получаемая ошибка, следовательно, обратно пропорциональна квадратному корню из числа событий. Можно было бы рассматривать каждую отдельную пару частиц как одно наблюдение, что дало бы несколько более низкие значения ошибок, но тогда мы были бы вынуждены учитывать сложную процедуру внесения поправок для учета наличия в событии пар, которые скоррелированы между собой (две жесткие струи под заданным углом друг к другу обычно соответствует нескольким парам, расположенным относительно друг друга под тем же углом). Обратите внимание, однако, что при нашем подходе квадрат ошибки в *EECA*-бине меньше суммы квадратов ошибок в соответствующем *EEC*-бине (как это и должно быть). Также обратите внимание, что невозможно объединить ошибки из двух близлежащих бинов вручную, используя данную информацию, так как близлежащие бины коррелируют (снова тривиальное следствие наличия струй).

`= 43 :` сохраняет значения *EEC* и *EECA* в `/LUJETS/`, используя формат:

`N` = 25;

`K(I,1)` = 32;

K(I,2) = 99;

P(I,1) = *EEC* для углов между I-1 и I, в единицах 3.6°;

P(I,2) = *EEC* для углов между 50-I и 51-I, в единицах 3.6°;

P(I,3) = *EECA* для углов между I-1 и I, в единицах 3.6°;

P(I,4), P(I,5) : нижняя и верхняя границы углового диапазона бина I, выраженные в радианах;

V(I,1) - V(I,3) : ошибки для значений *EEC* и *EECA*, сохраненных в P(I,1) - P(I,3) (см. =42);

V(I,4), V(I,5) : нижняя и верхняя границы углового диапазона бина I, выраженные в градусах.

Кроме того, MSTU(3)=1 и

K(26,1) = 32;

K(26,2) = 99;

K(26,5) = число проанализированных событий.

= 50 : сброс статистики по всем конечным состояниям.

= 51 : анализ состава частиц в конечном состоянии в записи текущего события. Таким образом, в ходе выполнения накапливается статистика о том, как часто появляются различные конечные состояния. Анализируются только конечные состояния, содержащие до 8 частиц, и имеется зарезервированное пространство для не более 200 различных конечных состояний. События с наиболее высокими энергиями имеют множественности далеко за 8, так что главное применение этого механизма состоит в исследовании эффективных вероятностей распада по определенному каналу, полученных для данной модели распада, например, для c- или b-адронов. Тогда LU1ENT может использоваться для генерации одной распадающейся частицы в один момент времени, с последующим анализом в LUTABU. В зависимости от того, на каком уровне нужно провести исследование, некоторые распады частиц могут выключаться, например, для π^0.

= 52 : дает распечатку (не больше 200) каналов, содержащих до 8 частиц в конечном состоянии, с их относительными вероятностями распада. Упорядочение осуществляется по множественности, а в пределах каждого значения множественности – по порядку возрастания KF-кодов. KF-коды частиц, принадлежащих данному каналу, даются в порядке убывания.

= 53 : сохраняет конечные состояния и вероятности распада, найденные в /LUJETS/, используя формат:

N = число различных найденных конечных состояний (не больше 200);

K(I,1) = 32;

K(I,2) = 99;

K(I,5) = множественность данного конечного состояния, число между 1 и 8;

P(I,1) - P(I,5), V(I,1) - V(I,3) : KF-коды 8 частиц данного конечного состояния, преобразованные в вещественные числа, с конечными нулями для неиспользованных позиций;

V(I,5) : эффективная вероятность распада для данного конечного состояния.

Кроме того, MSTU(3)=1 и

K(N+1,1) = 32;

K(N+1,2) = 99;

`K(N+1,5)` = число проанализированных событий;

`V(N+1,5)` = суммарная вероятность распада для конечных состояний, не указанных выше потому, что они содержали больше 8 частиц или потому, что все 200 каналов уже использовались выше.

```
COMMON/LUDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)
```

Назначение: обеспечивает доступ к ряду кодов состояний и параметров, которые регулируют эффективность Jetset. Большинство параметров описываются в разделе 14.4; здесь рассматриваются только связанные с подпрограммами анализа события.

`MSTU(41)` : (D=2) партоны/частицы, используемые в подпрограммах анализа события `LUSPHE`, `LUTHRU`, `LUCLUS`, `LUCELL`, `LUJMAS`, `LUFOWO` и `LUTABU` (исключая `LUTABU(11)`).

= 1 : все партоны/частицы, которые не фрагментируют/распадаются.

= 2 : все, за исключением нейтрино и неизвестных частиц.

= 3 : только заряженные стабильные частицы плюс любые еще нефрагментировавшие партоны.

`MSTU(42)` : (D=2) предположения относительно масс частиц, используемых при вычислении энергии $E^2 = \mathbf{p^2} + \mathbf{m^2}$ для входов в `LUCLUS`, `LUJMAS` и `LUTABU` (в последнем случае также для выбора псевдобыстроты, пионной или истинной быстроты).

= 0 : все частицы принимаются безмассовыми.

= 1 : все частицы за исключением фотона считаются имеющими массу заряженного пиона.

= 2 : используются истинные значения масс.

`MSTU(43)` : (D=1) сохранение информации об анализе события (главным образом, об осях струй) в `LUSPHE`, `LUTHRU`, `LUCLUS` и `LUCELL`.

= 1 : сохранение информации обо всех событиях после заданного в позициях от `N+1` до `N+MSTU(3)`. Если несколько подпрограмм используются последовательно, вся информация, кроме относящейся к вызову последней подпрограммы, перезаписывается.

= 2 : сохранение информации обо всех событиях вместе с начальным заданным, т.е. в конце распечатки события, с `N`, модифицированным нужным образом. Если несколько подпрограмм используются последовательно, то доступны все определенные оси.

`MSTU(44)` : (D=4) число самых быстрых (т.е. с самым большим импульсом) частиц, используемых для конструирования не более чем 10 наиболее подходящих начальных конфигураций для определения оси траста.

`MSTU(45)` : (D=2) число различных начальных конфигураций выше, которые должны сходиться к одному и тому же (наилучшему) значению, после чего это значение принимается как правильная ось траста.

`MSTU(46)` : (D=1) мера расстояния, используемая для объединения кластеров в `LUCLUS`.

= 1 : d_{ij}, то есть приблизительно относительный поперечный импульс. Каждый раз, когда два кластера объединяются, частицы перераспределяются в тот кластер, к которому они теперь ближе всего находятся. Предельное значение d_{join} сохраняется в `PARU(44)`.

= 2 : мера расстояния как в =1, но частицы никогда не перераспределяются между новыми струями.

= 3 : мера расстояния JADE y_{ij}, но имеющая такую размерность, чтобы ее определение примерно соответствовало значению полной инвариантной массы. Частицы никогда не перераспределяются между кластерами. Предельное значение расстояния m_{min} сохраняется в `PARU(44)`.

= 4 : как =3, но используется масштабированное расстояние JADE y_{ij} вместо m_{ij}. Предельное значение y_{min} сохраняется в `PARU(45)`.

`MSTU(47)` : (D=1) минимальное число кластеров, необходимое для проведения реконструкции с помощью `LUCLUS`.

`MSTU(48)` : (D=0) режим работы подпрограммы `LUCLUS`.

= 0 : поиск кластера начинается с рабочего кластера.

= 1 : кластеры, полученные в предыдущем поиске в том же самом событии (с `MSTU(48)=0`) должны приниматься как начальная точка для последующего объединения кластеров. В этом вызове для того, чтобы не получить никаких эффектов, масштаб объединения в `PARU(44)` или `PARU(45)` должен изменяться. Если произошли изменения в записи события после последнего вызова `LUCLUS`, или если изменилась любая другая установка параметров поиска кластера, то последующий результат будет непредсказуемым.

`MSTU(51)` : число бинов по псевдобыстроте, на которые разделен диапазон значений между `-PARU(51)` и `+PARU(51)`; используется для определения размера ячейки в `LUCELL`.

`MSTU(52)` : число бинов по азимутальному углу, используемое для определения размера ячейки в `LUCELL`.

`MSTU(53)` : (D=0) размытие точного значения энергии, вводимое, ячейка за ячейкой, в `LUCELL` для моделирования калориметрических эффектов энергетического разрешения.

= 0 : никакого размытия.

= 1 : поперечная энергия в ячейке $E_\perp$ размыта по гауссиану со среднеквадратичным отклонением `PARU(55)`$\times\sqrt{E_\perp}$, где $E_\perp$ дается в ГэВ. Гауссиан обрезается так, чтобы $0 < E_{\perp smeared} <$`PARU(56)`$\times E_{\perp true}$.

= 2 : как =1, но здесь размыто значение полной энергии E, а не поперечной энергии $E_\perp$.

`MSTU(54)` : (D=1) определяет вид информации о реконструированных кластерах в `LUCELL`, сохраненной в `LUJETS` в соответствии со значением `MSTU(43)`.

= 1 : вектор `P` в каждой строке содержит η и φ для геометрического начала струи, η и φ для взвешенного центра струи и $E_\perp$ струи, соответственно.

= 2 : вектор `P` в каждой строке содержит безмассовое представление четырехвектора направления струи в виде
$(P_x, p_y, p_z, E, m) = E_\perp(\cos\varphi, \sin\varphi, \sinh\eta, \cosh\eta, 0)$,
где η и φ дают взвешенный центр струи, а $E_\perp$ – поперечная энергия.

= 3 : вектор `P` в каждой строке содержит массивный четырехвектор, полученный при сложении безмассовых четырехвекторов для всех ячеек, образующих часть струи, и последующем вычислении массы струи как $m^2 = E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2$. Для каждой ячейки суммируется полная $E_\perp$, и осуществляется преобразование в представление безмассовых четырехвекторов в предположении, что вся $E_\perp$ вносится в центр ячейки.

MSTU(61) : (I) первый вход для хранения информации о результатах анализа для последнего события, проанализированного в LUSPHE, LUTHRU, LUCLUS или LUCELL.

MSTU(62) : (R) число частиц/партонов, используемых при последнем анализе события в LUSPHE, LUTHRU, LUCLUS, LUCELL, LUJMAS, LUFOWO или LUTABU.

MSTU(63) : (R) при вызове LUCLUS определяет число предкластеров, сконструированных для ускорения анализа (должно быть равно MSTU(62), если PARU(43)=0.). При вызове LUCELL – число задействованных ячеек.

MSTU(161), MSTU(162) : сигнализируют о получении тяжелых ароматов в текущем событии; используются при анализе в LUTABU(11). Значения могут равняться 0, указывая на отсутствие одного или всех тяжелых ароматов в событии. Обычно устанавливаются подпрограммами высокого уровня типа LUEEVT или PYEVNT, но могут также устанавливаться вами самостоятельно.

PARU(41) : (D=2.) показатель степени для импульсной зависимости в LUSPHE; значение по умолчанию соответствует определению сферичности, =1..

PARU(42) : (D=1.) показатель степени для импульсной зависимости в LUTHRU; значение по умолчанию соответствует определению траста.

PARU(43) : (D=0.25 ГэВ) максимальное расстояние d_{init} в LUCLUS при формировании начальных кластеров, используемых для ускорения реконструкции. Значение параметра есть $p_\perp$ для MSTU(46)≤ 2 и m для MSTU(46)≥ 3. Если =0., не осуществляется никакой предкластеризации. Если же выбирается слишком большое значение, то на этой стадии может генерироваться большее количество объединений, чем это желательно. Основное применение находится в области высоких энергий, где обязательно нужно использовать алгоритм ускорения реконструкции, а мелкие детали в каждом конкретном случае не так важны.

PARU(44) : (D=2.5 ГэВ) максимальное расстояние d_{join}, ниже которого разрешается объединять два кластера в один в LUCLUS. Используется для MSTU(46)≤ 3, т.е. и для $p_\perp$, и для массовой меры расстояния.

PARU(45) : (D=0.05) максимальное расстояние $y_{join} = m^2/E_{vis}^2$, ниже которого разрешено объединять два кластера в один в LUCLUS для MSTU(46)=4.

PARU(48) : (D=0.0001) критерий сходимости для траста (в LUTHRU), обобщенного траста (в LUCLUS) или относительного изменения $m_H^2 + m_L^2$ (в LUJMAS). В том случае, когда изменение для некоторого значения между двумя итерациями меньше этого параметра, процесс останавливается.

PARU(51) : (D=2.5) определяет максимальное абсолютное значение псевдобыстороты, используемое для моделирования детектора в LUCELL.

PARU(52) : (D=1.5 ГэВ) дает минимальное значение $E_\perp$ для ячейки, которая рассматривается в качестве потенциального инициатора струи в LUCELL.

PARU(53) : (D=7.0 ГэВ) дает суммарное минимальное значение $E_\perp$ для совокупности ячеек, рассматриваемой как струя.

PARU(54) : (D=1.) дает максимальное расстояние $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2}$ от ячейки-инициатора до группы ячеек при проверке, может ли эта группа квалифицироваться как струя.

PARU(55) : (D=0.5) при размытии значения поперечной энергии (или энергии, см. MSTU(53)) в LUCELL, калориметрическая разрешающая способность ячейки принимается равной PARU(55)$\times\sqrt{E_\perp}$ (или PARU(55)$\times\sqrt{E}$) для $E_\perp$ (E), данной в ГэВ.

PARU(56) : (D=2.) максимальное значение коэффициента, учитывающего влияние флуктуаций значений поперечной энергии или энергии в данной ячейке, когда включается разрешающая способность калориметра в `LUCELL` (см. `MSTU(53)`) .

`PARU(57)` : (D=3.2) максимальное значение быстроты (или псевдобыстроты, или пионной быстроты – в зависимости от `MSTU(42)`), используемое при анализе факториальных моментов в `LUTABU`.

`PARU(61)` : (I) инвариантная масса W системы, проанализированной в `LUCLUS` или `LUJMAS`, с энергиями, рассчитанными согласно значению `MSTU(42)`.

`PARU(62)` : (R) обобщенный траст, полученный после успешного вызова `LUCLUS`, то есть отношение суммарного импульса кластера к сумме импульсов частиц, входящих в кластер.

`PARU(63)` : (R) минимальное расстояние d между двумя кластерами в последней кластерной конфигурации после успешного вызова `LUCLUS`; равно 0, если остался только один кластер.

Глава 16

Выводы и заключительные замечания

Полное описание программ PYTHIA/JETSET должно было бы состоять из четырех частей:

1. базисной философии и принципов, лежащих в основе программ;
2. детально проработанных физических сценариев со всеми необходимыми компромиссами и приближениями;
3. описания конкретной компьютерной реализации, включающего обмен и прохождение данных от одной подпрограммы к другой в ходе выполнения программы, имена внутренних переменных и используемые программистские "трюки", и, наконец,
4. руководства по использованию программы.

Из этих четырех пунктов только первый был выполнен относительно подробно. Второй реализован не одинаково для всего охватываемого материала: более углубленно – для аспектов, которые не обсуждаются нигде больше, и несколько обобщенно – в тех областях, где уже имеются современные обзоры и статьи. Третий пункт отсутствует вовсе и оставляется читателю в качестве упражнения для самостоятельной работы. Наконец, четвертый пункт в значительной степени выполнен, хотя и тут можно было бы сделать ряд комментариев, в частности, относительно взаимодействия различных частей программ. И еще, самое последнее: никакое руководство, даже самое полное, не сможет заменить непосредственного опыта работы с программой.

Программы PYTHIA/JETSET непрерывно разрабатываются. Мы осознаем большинство своих упущений, но надеемся наверстать их в будущем:

- данные по распадам частиц должны быть изменены, в частности, для B-мезонов;
- топ-кварк должен обрабатываться как "свободный" кварк, который прежде распадается, а затем адронизуется, с полной обработкой резонанса в PYTHIA;
- эффекты поляризации должны быть включены в большее количество процессов, в частности, при рассмотрении рождения и распада τ;
- отсутствует много представляющих интерес процессов; и
- массовые соотношения и связи должны включаться не на борновском уровне в МССМ для сценария двух дублетов хиггсов.

Этот список можно сделать гораздо длиннее (мы почти наверняка пропустили наиболее приоритетный для вас процесс). Еще один аспект касается обеспечения большего количества примеров рабочих основных программ для ряда стандартных приложений.

Кроме этих физических аспектов, также вызывают беспокойство некоторые проблемы программирования. Например, в силу исторических причин, реально почти везде используется одинарная точность. При смещении к более высоким энергиям это становится большой проблемой, так что логично было бы двигаться в сторону повсеместной установки двойной точности.

Также необходимо заметить, что в настоящее время программы JETSET и PYTHIA становятся настолько взаимосвязанными, что, возможно, скоро придется объединить их в одну программу. Это будет, в частности, означать, что текущие программы генерации e^+e^- в JETSET будут сделаны частью базового механизма генерации процесса PYTHIA, и это повлияет, например, на опции матричных элементов, так как e^+e^--события с партонными ливнями уже доступны в PYTHIA. Общее изделие будет, вероятно, носить имя PYTHIA: хотя JETSET – более старая из этих двух программ, она имеет менее выраженную индивидуальность. (На нее также часто ссылаются как на программу "Lund", которая в настоящее время представляет собой гораздо большую смесь программ, чем это было раньше.) В процессе объединения программ, вероятно, также будет убран ряд опций, которые больше не используются.

Другом возможным более долгосрочным изменением будет введение 90 программируемых фортрановских элементов. В частности, могли бы использоваться данные производного типа для задания записи события как одномерного массива, где каждый элемент представляет собой частицу, а целые и вещественные компоненты дают аромат, историю, импульс и вершину рождения.

Не устанавливается никакого определенного расписания для будущих изменений. Помимо всего прочего, это не есть поддерживаемое профессионалами программное изделие, а часть проекта физических исследований, выполняемых одним человеком. Очень часто происходило так, что изменения в программе возникали как прямой отклик на развитие очередной стадии физических исследований, то есть получение экспериментальных результатов и проведение исследований для будущих ускорителей. Надеюсь, что развитие программы будет шагать в ногу с новыми открытиями.

Литература

[Abb87] A. Abbasabadi and W. Repko, Phys. Lett. **B199** (1987) 286; Phys. Rev. **D37** (1988) 2668;
W. Repko and G.L. Kane, private communication

[AFS87] AFS Collaboration, T. Åkesson *et al, Z. Phys.* **C34** *(1987) 163;*
UA2 Collaboration, J. Alitti et al, Phys. Lett. **B268** *(1991) 145*

[ALE92] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al, CERN-PPE/92-74 (1992)

[Ali80] A. Ali, J.G. Körner, G. Kramer and J. Willrodt, Nucl. Phys. **B168** *(1980) 409;*
A. Ali, E. Pietarinen, G. Kramer and J. Willrodt, Phys. Lett. **B93** *(1980) 155*

[Ali80a] A. Ali, J.G. Körner, Z. Kunszt, E. Pietarinen, G. Kramer, G. Schierholz and J. Willrodt, Nucl. Phys. **B167** *(1980) 454*

[Ali82] A. Ali, Phys. Lett. **B110** *(1982) 67;*
A. Ali and F. Barreiro, Phys. Lett. **B118** *(1982) 155; Nucl. Phys.* **B236** *(1984) 269*

[Ali88] A. Ali et al, in 'Proceedings of the HERA Workshop', ed. R.D. Peccei (DESY, Hamburg, 1988), Vol. 1, p. 395;
M. Bilenky and G. d'Agostini, private communication (1991)

[Alt77] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** *(1977) 298*

[Alt78] G. Altarelli and G. Martinelli, Phys. Lett. **76B** *(1978) 89*

[Alt89] G. Altarelli, B. Mele and M. Ruiz-Altaba, Z. Phys. **C45** *(1989) 109*

[Ama80] D. Amati, A. Bassetto, M. Ciafaloni, G. Marchesini and G. Veneziano, Nucl. Phys. **B173** *(1980) 429;*
G. Curci, W. Furmanski and R. Petronzio, Nucl. Phys. **B175** *(1980) 27*

[And79] B. Andersson, G. Gustafson and C. Peterson, Z. Phys. **C1** *(1979) 105;*
B. Andersson and G. Gustafson, Z. Phys. **C3** *(1980) 22;*
B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjöstrand, Z. Phys. **C6** *(1980) 235; Phys. Lett.* **B94** *(1980) 211; Nucl. Phys.* **B197** *(1982) 45; Z. Phys.* **C12** *(1982) 49*

[And81] B. Andersson, G. Gustafson, I. Holgersson and O. Månsson, Nucl. Phys. **B178** *(1981) 242*

[And82] B. Andersson and G. Gustafson, LU TP 82-5 (1982)

[And83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97** *(1983) 31*

[And83a] B. Andersson, G. Gustafson and B. Söderberg, Z. Phys. **C20** *(1983) 317*

[And85] B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjöstrand, Physica Scripta **32** *(1985) 574*

[Ans90] F. Anselmo et al, in 'Large Hadron Collider Workshop', eds. G. Jarlskog and D. Rein, CERN 90-10 (Geneva,1990), Vol. II, p. 130

[App92] T. Appelquist and G. Triantaphyllou, Yale University preprint, in preparation

[Art74] X. Artru and G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70** *(1974) 93*

[Art83] X. Artru, Phys. Rep. **97** *(1983) 147*

[Bai83] R. Baier and R. Rückl, Z. Phys. **C19** *(1983) 251*

[Bar88] R.M. Barnett, H.E. Haber and D.E. Soper, Nucl. Phys. **B306** *(1988) 697*

[Bar90] T.L. Barklow, SLAC-PUB-5364 (1990)

[Bar90a] V.Barger, K. Cheung, T. Han and R.J.N. Phillips, Phys. Rev. **D42** *(1990) 3052*

[Bas78] C. Basham, L. Brown, S. Ellis and S. Love, Phys. Rev. Lett. **41** *(1978) 1585*

[Bas83] A. Bassetto, M. Ciafaloni and G, Marchesini, Phys. Rep. **100** *(1983) 202*

[Bau90] U. Baur, M. Spira and P. M. Zerwas, Phys. Rev. **D42** *(1990) 815*

[Ben84] H.-U. Bengtsson, Computer Physics Commun. **31** *(1984) 323*

[Ben84a] H.-U. Bengtsson and G. Ingelman, LU TP 84-3, Ref.TH.3820-CERN (1984)

[Ben85] H.-U. Bengtsson and G. Ingelman, Computer Physics Commun. **34** *(1985) 251*

[Ben85a] H.-U. Bengtsson, W.-S. Hou, A. Soni and D.H. Stork, Phys. Rev. Lett. 55 *(1985) 2762*

[Ben87] H.-U. Bengtsson and T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **46** *(1987) 43*

[Ben87a] M. Bengtsson and T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B185** *(1987) 435; Nucl. Phys.* **B289** *(1987) 810*

[Ben87b] M. C. Bento and C. H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. **B289** *(1987) 36*

[Ben88] M. Bengtsson and T. Sjöstrand, Z. Phys. **C37** *(1988) 465*

[Ber82] F.A. Berends, R. Kleiss and S. Jadach, Nucl. Phys. **B202** *(1982) 63; Computer Physics Commun.* **29** *(1983) 185*

[Ber84] E. L. Berger, E. Braaten and R. D. Field, Nucl. Phys. **B239** *(1984) 52*

[Ber85] F.A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B260** *(1985) 32*

[Ber89] F.A. Berends et al, in 'Z Physics at LEP 1', eds. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08 (Geneva, 1989), Vol. 1, p. 89

[Bet89] S. Bethke, Z. Phys. **C43** *(1989) 331*

[Bet92] *S. Bethke, Z. Kunszt, D.E. Soper and W.J. Stirling, Nucl. Phys.* **B370** *(1992) 310*

[Bia86] *A. Białas and R. Peschanski, Nucl. Phys.* **B273** *(1986) 703*

[Bjo70] *J.D. Bjorken and S.J. Brodsky, Phys. Rev.* **D1** *(1970) 1416*

[Blo84] *M.M. Block and R.N. Cahn, Phys. Lett.* **149B** *(1984) 245*

[Blo85] *M.M. Block and R.N. Cahn, Rev. Mod. Phys.* **57** *(1985) 563; in 'Physics Simulations at High Energy', eds. V. Barger, T. Gottschalk and F. Halzen (World Scientific, Singapore, 1987), p. 89*

[Bow81] *M.G. Bowler, Z. Phys.* **C11** *(1981) 169*

[Bra64] *S. Brandt, Ch. Peyrou, R. Sosnowski and A. Wroblewski, Phys. Lett.* **12** *(1964) 57;*
E. Fahri, Phys. Rev. Lett. **39** *(1977) 1587*

[Bra79] *S. Brandt and H.D. Dahmen, Z. Phys.* **C1** *(1979) 61*

[Bru89] *R. Brun et al, GEANT 3, CERN report DD/EE/84-1 (1989)*

[Cah84] *R.N. Cahn and S. Dawson, Phys. Lett.* **136B** *(1984) 196;*
R.N. Cahn, Nucl. Phys. **B255** *(1985) 341;*
G. Altarelli, B. Mele and F. Pitolli, Nucl. Phys. **B287** *(1987) 205*

[Cat91] *S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B.R. Webber, Phys. Lett.* **B269** *(1991) 432*

[Cha85] *M. Chanowitz and M.K. Gaillard, Nucl. Phys.* **B261** *(1985) 379*

[Cha91] *K. Charchuła, ZEUS note 91-73 (unpublished)*

[Cha92] *K. Charchuła, Computer Physics Commun.* **69** *(1992) 360*

[Che75] *M.-S. Chen and P. Zerwas, Phys. Rev.* **D12** *(1975) 187;*
P. Zerwas, private communication (1991)

[Chu55] *A.E. Chudakov, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **19** *(1955) 650*

[Cia87] *M. Ciafaloni, Nucl. Phys.* **B296** *(1987) 249;*
S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini, Nucl. Phys. **B336** *(1990) 18;*
G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. **B349** *(1991) 617*

[Cla79] *L. Clavelli, Phys. Lett.* **B85** *(1979) 111;*
A.V. Smilga, Nucl. Phys. **B161** *(1979) 449;*
L. Clavelli and D. Wyler, Phys. Lett. **103B** *(1981) 383*

[Coc91] *D. Cocolicchio, F. Feruglio, G.L. Fogli and J. Terron, Phys. Lett.* **B255** *(1991) 599;*
F. Feruglio, private communication (1990)

[Com77] *B.L. Combridge, J. Kripfganz and J. Ranft, Phys. Lett.* **70B** *(1977) 234;*
R. Cutler and D. Sivers, Phys. Rev. **D17** *(1978) 196*

[Com79] *B.L. Combridge, Nucl. Phys.* **B151** *(1979) 429*

[Con71] *V. Constantini, B. de Tollis and G. Pistoni, Nuovo Cim.* **2A** *(1971) 733*

[Dan82] *D. Danckaert, P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troost and T.T. Wu, Phys. Lett.* **B114** *(1982) 203*

[DeR75] *A. De Rújula, H. Georgi and S.L Glashow, Phys. Rev.* **D12** *(1975) 147*

[Dic88] *D.A. Dicus and S.S.D. Willenbrock, Phys. Rev.* **D37** *(1988) 1801*

[Din79] *M. Dine and J. Sapirstein, Phys. Rev. Lett.* **43** *(1979) 668;*
K.G. Chetyrkin et al, Phys. Lett. **B85** *(1979) 277;*
W. Celmaster and R.J. Gonsalves, Phys. Rev. Lett. **44** *(1980) 560*

[Dob91] *A. Dobado, M.J. Herrero and J. Terron, Z. Phys.* **C50** *(1991) 205, ibid. 465*

[Dok89] *Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, in 'Perturbative QCD', ed. A.H. Mueller (World Scientific, Singapore, 1989), p. 241*

[Don92] *A. Donnachie, P.V. Landshoff, CERN-TH.6635/92 (1992)*

[Dor81] *J. Dorfan, Z. Phys.* **C7** *(1981) 349;*
H.J. Daum, H. Meyer and J. Bürger, Z. Phys. **C8** *(1981) 167;*
K. Lanius, H.E. Roloff and H. Schiller, Z. Phys. **C8** *(1981) 251;*
M.C. Goddard, Rutherford preprint RL-81-069 (1981);
A. Bäcker, Z. Phys. **C12** *(1982) 161*

[Dre85] *M. Drees and K. Grassie, Z. Phys.* **C28** *(1985) 451*

[Dre89] *M. Drees, J. Ellis and D. Zeppenfeld, Phys. Lett.* **B223** *(1989) 454*

[Duk82] *D.W. Duke and J.F. Owens, Phys. Rev.* **D26** *(1982) 1600*

[Dun86] *M.J. Duncan, G.L. Kane and W.W. Repko, Nucl. Phys.* **B272** *(1986) 517*

[Eic84] *E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane and C. Quigg, Rev. Mod. Phys.* **56** *(1984) 579; Rev. Mod. Phys.* **58** *(1985) 1065*

[Eij90] *B. van Eijk and R. Kleiss, in 'Large Hadron Collider Workshop', eds. G. Jarlskog and D. Rein, CERN 90-10 (Geneva, 1990), Vol. II, p. 183*

[Ell76] *J. Ellis, M.K. Gaillard and G.G. Ross, Nucl. Phys.* **B111** *(1976) 253*

[Ell79] *J. Ellis and I. Karliner, Nucl. Phys.* **B148** *(1979) 141*

[Ell81] *R.K. Ellis, D.A. Ross and A.E. Terrano, Nucl. Phys.* **B178** *(1981) 421*

[Ell86] *R.K. Ellis and J.C. Sexton, Nucl. Phys.* **B269** *(1986) 445*

[Ell88] *R.K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate and J.J. van der Bij, Nucl. Phys.* **B297** *(1988) 221*

[Fab82] *K. Fabricius, G. Kramer, G. Schierholz and I. Schmitt, Z. Phys.* **C11** *(1982) 315*

[Fad90] *V. Fadin, V. Khoze and T. Sjöstrand, Z. Phys.* **C48** *(1990) 613*

[Fie78] *R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl. Phys.* **B136** *(1978) 1*

[Fon81] *M. Fontannaz, B. Pire and D. Schiff, Z. Phys.* **C11** *(1981) 211*

[Fox79] *G.C. Fox and S. Wolfram, Nucl. Phys.* **B149** *(1979) 413*

[Gab86] *E. Gabrielli, Mod. Phys. Lett.* **A1** *(1986) 465*

[Gae80] *K.J.F. Gaemers and J.A.M. Vermaseren, Z. Phys.* **C7** *(1980) 81*

[Gas87] *R. Gastmans, W. Troost and T.T. Wu, Phys. Lett.* **B184** *(1987) 257*

[Glo88] *E.W.N. Glover, A.D. Martin and W.J. Stirling, Z. Phys.* **C38** *(1988) 473*

[Glü90] *M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys.* **C48** *(1990) 471*

[Got82] *T.D. Gottschalk, Phys. Lett.* **B109** *(1982) 331;*
T.D. Gottschalk and M.P. Shatz, Phys. Lett. **B150** *(1985) 451, CALT-68-1172 (1984)*

[Got86] *T.D. Gottschalk, Nucl. Phys.* **B277** *(1986) 700*

[Gou83] *K. Goulianos, Phys. Rep.* **101** *(1983) 169*

[Gri72] *V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys.* **15** *(1972) 438, ibid. 75;*
Yu. L. Dokshitzer, Sov. J. Phys. JETP **46** *(1977) 641*

[Gri83] *L.V. Gribov, E.M. Levin and M.G. Ryskin, Phys. Rep.* **100** *(1983) 1*

[Gro81] *T.R. Grose and K.O. Mikaelian, Phys. Rev.* **D23** *(1981) 123*

[Gun86] *J.F. Gunion and Z. Kunszt, Phys. Rev.* **D33** *(1986) 665;*
errata as private communication from the authors

[Gun87] *J.F. Gunion, H.E. Haber, F.E. Paige, W.-K. Tung and S.S.D. Willenbrock, Nucl. Phys.* **B294** *(1987) 621*

[Gun90] *J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane and S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide (Addison-Wesley, 1990);*
A. Djouadi, private communication (1991)

[Gus82] *G. Gustafson, Z. Phys.* **C15** *(1982) 155*

[Gut84] *F. Gutbrod, G. Kramer and G. Schierholz, Z. Phys.* **C21** *(1984) 235*

[Gut87] *F. Gutbrod, G. Kramer, G. Rudolph and G. Schierholz, Z. Phys.* **C35** *(1987) 543*

[Hag91] *K. Hagiwara, H. Iwasaki, A. Miyamoto, H. Murayama and D. Zeppenfeld, Nucl. Phys.* **B365** *(1991) 544*

[Hal78] *F. Halzen and D. M. Scott, Phys. Rev.* **D18** *(1978) 3378*

[HerBC] *Herodotus of Halicarnassus, 'The Histories' (circa 430 BC),*
translation to English e.g. by A. de Sélincourt (1954), available in Penguin Classics

[HER92] *'Physics at HERA', eds. W Buchmüller and G. Ingelman (DESY, Hamburg, 1992), Vol. 3*

[Hew88] *J.L. Hewett and S. Pakvasa, Phys. Rev.* **D37** *(1988) 3165, and private communication from the authors*

[Hoy79] *P. Hoyer, P. Osland, H.G. Sander, T.F. Walsh and P.M. Zerwas, Nucl. Phys.* **B161** *(1979) 349*

[Ing80] *G. Ingelman and T. Sjöstrand, LUTP 80-12 (1980);*
G. Ingelman, in 'Physics at HERA', eds. W. Buchmüller and G. Ingelman (DESY, Hamburg, 1992), Vol. 3, p. 1366

[Ing85] *G. Ingelman and P.E. Schlein, Phys. Lett.* **152B** *(1985) 256*

[Ing87] *G. Ingelman, Computer Physics Commun.* **46** *(1987) 217*

[Ing87a] *G. Ingelman and A. Weigend, Computer Physics Commun.* **46** *(1987) 241*

[Ing87b] *G. Ingelman et al, in 'Proceedings of the HERA Workshop', ed. R.D. Peccei (DESY, Hamburg, 1988), Vol. 1, p. 3*

[Ing88] *G. Ingelman and G.A. Schuler, Z. Phys.* **C40** *(1988) 299;*
G. Ingelman and G.A. Schuler, in 'Physics at HERA', eds. W. Buchmüller and G. Ingelman (DESY, Hamburg, 1992), Vol. 3, p. 1346

[Iof78] *B.L. Ioffe, Phys. Lett.* **78B** *(1978) 277*

[JAD86] *JADE Collaboration, W. Bartel et al, Z. Phys.* **C33** *(1986) 23;*
S. Bethke, Habilitation thesis, LBL 50-208 (1987)

[JAD88] *JADE Collaboration, S. Bethke et al, Phys. Lett.* **B213** *(1988) 235;*
TASSO Collaboration, W. Braunschweig et al, Phys. Lett. **214B** *(1988) 286*

[Jam80] *F. James, Rep. Prog. Phys.* **43** *(1980) 1145*

[Jam90] *F. James, Computer Physics Commun.* **60** *(1990) 329*

[Jer81] *J. Jersák, E. Laermann and P.M. Zerwas, Phys. Rev.* **D25** *(1982) 1218*

[Kat83] *M. Katuya, Phys. Lett.* **124B** *(1983) 421*

[Kle89] *R. Kleiss et al, in 'Z physics at LEP 1', eds. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08 (Geneva, 1989), Vol. 3, p. 143*

[Kni89] *B.A. Kniehl and J.H. Kühn, Phys. Lett.* **B224** *(1989) 229*

[Kol78] *K. Koller and T.F. Walsh, Nucl. Phys.* **B140** *(1978) 449*

[Kör85] *J.G. Körner and G. Schuler, Z. Phys.* **C26** *(1985) 559*

[Kra88] *G. Kramer and B. Lampe, Z. Phys.* **C39** *(1988) 101; Fortschr. Phys.* **37** *(1989) 161*

[Krz72] *A. Krzywicki and B. Petersson, Phys. Rev.* **D6** *(1972) 924;*
J. Finkelstein and R.D. Peccei, Phys. Rev. **D6** *(1972) 2606;*
F. Niedermayer, Nucl. Phys. **B79** *(1974) 355;*
A. Casher, J. Kogut and L. Susskind, Phys. Rev. **D10** *(1974) 732*

[Küh89] J.H. Kühn et al, in 'Z Physics at LEP 1', eds. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08 (Geneva, 1989), Vol. 1, p. 267

[Kun81] Z. Kunszt, Phys. Lett. **B99** *(1981) 429; Phys. Lett.* **B107** *(1981) 123*

[Kun84] Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B247** *(1984) 339*

[Kun87] Z. Kunszt et al, in 'Proceedings of the Workshop on Physics at Future Accelerators', ed. J.H. Mulvey, CERN 87-08 (1987), Vol. I, p. 123, and private communication

[Lae80] E. Laermann, K.H. Streng and P.M. Zerwas, Z. Phys. **C3** *(1980) 289; Erratum Z. Phys.* **C52** *(1991) 352*

[Lan91] K. Lane, private communication (1991)

[Lev90] E.M. Levin and M.G. Ryskin, Phys. Rep. **189** *(1990) 267*

[Lör89] B. Lörstad, Int. J. of Mod. Phys. **A4** *(1989) 2861*

[Mag89] N. Magnussen, Ph.D. Thesis, University of Wuppertal WUB-DI 88-4 and DESY F22-89-01 (1989);
G. Kramer and N. Magnussen, Z. Phys. **C49** *(1991) 301*

[MAR79] MARK J Collaboration, D.P. Barber et al, Phys. Rev. Lett. **43** *(1979) 830*

[Mar88] G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. **B310** *(1988) 571;*
G. Marchesini, B.R. Webber, M.H. Seymour, G. Abbiendi, L. Stanco and I.G. Knowles, Computer Physics Commun. **67** *(1992) 465*

[Mar90] G. Marsaglia, A. Zaman and W.-W. Tsang, Stat. Prob. Lett. **9** *(1990) 35*

[Mon79] I. Montvay, Phys. Lett. **B84** *(1979) 331*

[Mor89] D.A. Morris, Nucl. Phys. **B313** *(1989) 634*

[Mor91] J.G. Morfín and W.-K. Tung, Z. Phys. **C52** *(1991) 13*

[Mue81] A.H. Mueller, Phys. Lett. **104B** *(1981) 161;*
B.I. Ermolaev, V.S. Fadin, JETP Lett. **33** *(1981) 269*

[Nil87] B. Nilsson-Almqvist and E. Stenlund, Computer Physics Commun. **43** *(1987) 387;*
H. Pi, LU TP 91-28 (1992)

[Ols80] H.A. Olsen, P. Osland and I. Øverbø, Nucl. Phys. **B171** *(1980) 209*

[OPA91] OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy et al, Z. Phys. **C49** *(1991) 375*

[OPA92] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al, Phys. Lett. **B276** *(1992) 547*

[Owe84] J.F. Owens, Phys. Rev. **D30** *(1984) 943*

[Par78] G. Parisi, Phys. Lett. **74B** *(1978) 65;*
J.F. Donoghue, F.E. Low and S.Y. Pi, Phys. Rev. **D20** *(1979) 2759*

[PDG86] Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al, Phys. Lett. **B170** *(1986) 1*

[PDG88] *Particle Data Group, G. P. Yost et al, Phys. Lett.* **B204** *(1988) 1*

[Pet83] *C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, Phys. Rev.* **D27** *(1983) 105*

[Pet88] *U. Pettersson, LU TP 88-5 (1988);*
L. Lönnblad and U. Pettersson, LU TP 88-15 (1988);
L. Lönnblad, LU TP 89-10 (1989); DESY 92-046 (1992)

[Plo91] *H. Plothow-Besch, in 'MC91 Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics', eds. K. Bos and B. van Eijk (NIKHEF-H, Amsterdam, 1991), p. 148;*
H. Plothow-Besch, CERN-PPE/92-123 (1992)

[Sam91] *M.A. Samuel, G. Li, N. Sinha, R. Sinha and M.K. Sundaresan, Phys. Rev. Lett.* **67** *(1991) 9; ERRATUM ibid. 2920*

[Sch80] *G. Schierholz and D.H. Schiller, DESY 80/88 (1980);*
J.G. Körner and D.H. Schiller, DESY 81-043 (1981);
K. Koller, D.H. Schiller and D. Wähner, Z. Phys. **C12** *(1982) 273*

[Sch92] *G.A. Schuler and J. Terron, in 'Physics at HERA', eds. W. Buchmüller and G. Ingelman (DESY, Hamburg, 1992), Vol. 1, p. 599*

[Sjö78] *T. Sjöstrand, B. Söderberg, LU TP 78-18 (1978)*

[Sjö79] *T. Sjöstrand, LU TP 79-8 (1979)*

[Sjö80] *T. Sjöstrand, LU TP 80-3 (1980)*

[Sjö82] *T. Sjöstrand, Computer Physics Commun.* **27** *(1982) 243*

[Sjö83] *T. Sjöstrand, Computer Physics Commun.* **28** *(1983) 227*

[Sjö84] *T. Sjöstrand, Nucl. Phys.* **B248** *(1984) 469*

[Sjö84a] *T. Sjöstrand, Z. Phys.* **C26** *(1984) 93;*
M. Bengtsson, T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Lett. **B179** *(1986) 164*

[Sjö85] *T. Sjöstrand, Phys. Lett.* **157B** *(1985) 321;*
M. Bengtsson, T. Sjöstrand and M. van Zijl, Z. Phys. **C32** *(1986) 67*

[Sjö86] *T. Sjöstrand, Computer Physics Commun.* **39** *(1986) 347*

[Sjö87] *T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Computer Physics Commun.* **43** *(1987) 367*

[Sjö87a] *T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Rev.* **D36** *(1987) 2019*

[Sjö88] *T. Sjöstrand, Int. J. Mod. Phys.* **A3** *(1988) 751*

[Sjö89] *T. Sjöstrand et al, in 'Z physics at LEP 1', eds. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08 (Geneva, 1989), Vol. 3, p. 143*

[Sjö92] *T. Sjöstrand, in '1991 CERN School of Computing', ed. C. Verkerk, CERN 92-02 (Geneva, 1992), p. 227*

[Sjö92a] *T. Sjöstrand and P. Zerwas, CERN-TH.6313/91, to appear in the proceedings of the EE500 Workshop on the physics of a 500 GeV* e^+e^- *linear collider, DESY, Hamburg, September 2–3, 1991*

[Sjö92b] *T. Sjöstrand, in 'Physics at HERA', eds. W Buchmüller and G. Ingelman (DESY, Hamburg, 1992), Vol. 3, p. 1405*

[Sjö92c] *T. Sjöstrand, in 'Workshop on Photon Radiation from Quarks', ed. S. Cartwright, CERN 92-04 (Geneva, 1992), p. 103*

[Ste81] *P.M. Stevenson, Phys. Rev.* **D23** *(1981) 2916*

[Sud56] *V.V. Sudakov, Zh.E.T.F.* **30** *(1956) 87 (Sov. Phys. J.E.T.P.* **30** *(1956) 65)*

[UA183] *UA1 Collaboration, G. Arnison et al, Phys. Lett.* **123B** *(1983) 115;*
UA1 Collaboration, C. Albajar et al, Nucl. Phys. **B309** *(1988) 405*

[Ver81] *J.A.M. Vermaseren, K.J.F. Gaemers and S.J. Oldham, Nucl. Phys.* **B187** *(1981) 301*

[Web86] *B.R. Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** *(1986) 253*

[Wu79] *S.L. Wu and G. Zobernig, Z. Phys..* **C2** *(1979) 107*

[Wud86] *J. Wudka, Phys. Lett.* **167B** *(1986) 337*

[Zaj87] *W.A. Zajc, Phys. Rev.* **D35** *(1987) 3396*

[Zer90] *P. Zerwas, private communication*

[Zhu83] *R.-y. Zhu, Ph. D. Thesis (M.I.T.), MIT-LNS Report RX-1033 (1983); Caltech Report CALT-68-1306; in Proceedings of the 1984 DPF conference, Santa Fe, p. 229; in Proceedings of 1985 DPF conference, Oregon, p. 552*

Подпрограммы и общие блоки переменных

Ссылки, приводимые в этом разделе, указывают страницу, с которой начинается описание подпрограммы, функции, блока данных, общего блока переменных или массива. Для общих блоков переменных также дается имя общего блока. В случае, когда некоторые компоненты массива описываются в другом месте, для этих компонентов дается и основная ссылка.

BRAT в LUDAT3 309
CHAF в LUDAT4 310
CKIN в PYSUBS 161
COEF в PYINT2 197
HEPEVT общий блок 75
ICOL в PYINT2 198
IFUP в PYUPPR 186
ISET в PYINT2 197
ISIG в PYINT3 198
K в LUJETS 69
KCHG в LUDAT2 304
KFDP в LUDAT3 310
KFIN в PYSUBS 161
KFPR в PYINT2 197
KLU функция 285
KUP в PYUPPR 185
LU1ENT подпрограмма 275
LU2ENT подпрограмма 276
LU3ENT подпрограмма 276
LU4ENT подпрограмма 276
LUBOEI подпрограмма 279
LUCELL подпрограмма 332
LUCHGE подпрограмма 279
LUCLUS подпрограмма 331
LUCOMP функция 280
LUDAT1 общий блок 288
LUDAT2 общий блок 304
LUDAT3 общий блок 306
LUDAT4 общий блок 310
LUDATA блок данных 280
LUDATR общий блок 60
LUDBRB подпрограмма 280
LUDECY подпрограмма 279
LUEDIT подпрограмма 281
LUEEVT подпрограмма 92
LUERRM подпрограмма 280
LUEXEC подпрограмма 278
LUFOWO подпрограмма 334
LUGIVE подпрограмма 277
LUHEPC подпрограмма 77
LUINDF подпрограмма 279
LUJETS общий блок 69
LUJMAS подпрограмма 334
LUJOIN подпрограмма 277
LUKFDI подпрограмма 279
LULIST подпрограмма 282
LUNAME подпрограмма 279
LUONIA подпрограмма 93
LUPREP подпрограмма 279
LUPTDI подпрограмма 279
LURADK подпрограмма 93
LUROBO подпрограмма 280
LUSHOW подпрограмма 221
LUSPHE подпрограмма 330
LUSTRF подпрограмма 279
LUTABU подпрограмма 334
LUTEST подпрограмма 38
LUTHRU подпрограмма 331

LUUPDA подпрограмма 284
LUX3JT подпрограмма 93
LUX4JT подпрограмма 93
LUXDIF подпрограмма 93
LUXJET подпрограмма 93
LUXKFL подпрограмма 93
LUXTOT подпрограмма 93
LUZDIS подпрограмма 279
MDCY в LUDAT3 306
MDME в LUDAT3 307
MINT в PYINT1 190
MRLU в LUDATR 60
MSEL в PYSUBS 159
MSTI в PYPARS 178
MSTJ в LUDAT1,
  основная ссылка 292
  MSTJ(41) - MSTJ(49) 222
  MSTJ(101) - MSTJ(121) 94
MSTP в PYPARS,
  основная ссылка 165
  MSTP(22) 224
  MSTP(61) - MSTP(71) 224
  MSTP(81) - MSTP(93) 240
  MSTP(131) - MSTP(134) 242
MSTU в LUDAT1,
  основная ссылка 288
  MSTU(41) - MSTU(63) 339
  MSTU(101) - MSTU(118) 300
  MSTU(161) - MSTU(162) 341
MSUB в PYSUBS 160
N в LUJETS 69
NFUP в PYUPPR 186
NGEN в PYINT5 200
NUP в PYUPPR 185
P в LUJETS 70
PARF в LUDAT2 304
PARI в PYPARS 180
PARJ в LUDAT1,
  основная ссылка 296
  PARJ(81) - PARJ(88) 223
  PARJ(121) - PARJ(171) 98
PARP в PYPARS,
  основная ссылка 175
  PARP(61) - PARP(71) 225
  PARP(81) - PARP(100) 243
  PARP(131) 244
PARU в LUDAT1,
  основная ссылка 292
  PARU(41) - PARU(63) 341
  PARU(101) - PARU(195) 301
PLU функция 287
PMAS в LUDAT2 304
PROC в PYINT6 200
PUP в PYUPPR 185
PYDATA блок данных 190
PYDIFF подпрограмма 189
PYDOCU подпрограмма 189
PYEVNT подпрограмма 156
PYEVWT подпрограмма 157
PYFRAM подпрограмма 156
PYGAMM функция 189
PYHFTH функция 189
PYI3AU подпрограмма 189
PYINIT подпрограмма 154
PYINKI подпрограмма 188
PYINRE подпрограмма 188
PYINT1 общий блок 190
PYINT2 общий блок 197
PYINT3 общий блок 198
PYINT4 общий блок 199
PYINT5 общий блок 199
PYINT6 общий блок 200
PYKCUT общий блок 156
PYKLIM подпрограмма 189
PYKMAP подпрограмма 189
PYMAXI подпрограмма 188
PYMULT подпрограмма 189
PYOFSH подпрограмма 189
PYPARS общий блок 165, 178
PYPILE подпрограмма 188
PYQQBH подпрограмма 190
PYRAND подпрограмма 189
PYREMN подпрограмма 189
PYRESD подпрограмма 189
PYSCAT подпрограмма 189
PYSIGH подпрограмма 189
PYSPEN функция 190
PYSPLI подпрограмма 189
PYSSPA подпрограмма 222
PYSTAT подпрограмма 156
PYSTEL подпрограмма 189
PYSTFU подпрограмма 189

PYSTGA подпрограмма 189
PYSTPI подпрограмма 189
PYSTPR подпрограмма 189
PYSUBS общий блок 159
PYTEST подпрограмма 38
PYUPEV подпрограмма 183
PYUPIN подпрограмма 183
PYUPPR общий блок 185
PYWAUX подпрограмма 189
PYWIDT подпрограмма 189
PYXTOT подпрограмма 188
Q2UP в PYUPPR 186
RLU функция 59
RLUGET подпрограмма 59
RLUSET подпрограмма 59
RRLU в LUDATR 60
SIGH в PYINT3 199
ULALEM функция 300
ULALPS функция 300
ULANGL функция 280
ULMASS функция 279
V в LUJETS 71
VCKM в LUDAT2 306
VINT в PYINT1 193
WIDE в PYINT4 199
WIDP в PYINT4 199
WIDS в PYINT4 199
XSEC в PYINT5 200
XSFX в PYINT3 198

История происхождения названия "Пифия"

В то время как происхождение и смысл названия "JETSET" достаточно понятны и отражают функциональное предназначение программы, название "PYTHIA" может нуждаться в некоторых разъяснениях.

Мифическое предание гласит, что Аполлон – бог мудрости – убил похожее на дракона могучее чудовище по имени Пифон вблизи города Дельфы в Греции. В ознаменование победы Аполлон основал храм на склонах горы Парнас, получивший название Дельфийский оракул (называемый также Пифийским). Сюда могли приходить люди, дабы узнать волю богов и виды на будущее. Оракул играл важную роль и во многих других древнегреческих сказаниях, например, о Геракле и царе Эдипе.

Миф и реальность здесь причудливо переплетаются, однако Пифийский оракул действительно существовал уже в начале исторической эры в Греции и имел всеобщее признание как верховный религиозный центр. Частные лица и посольства из разных городов-государств приходили консультироваться обо всем, от вопроса излечения бездетности до вопросов войны и мира. На щедрые дары, поступавшие от приходивших искать мудрости богов, была построена и украшена площадь вокруг храма. Многие государства на свои средства строили роскошные залы, в которых на всеобщее обозрение выставлялись самые красивые подарки. Снаружи, на самой площади, располагался Омфалос – камень, по предположению, отмечающий центр Земли и Пифийских игр, вторых по значению после Олимпийских.

Вопросы ставились перед пифией – "жрицей" или "пророчицей" оракула. На самом деле это была местная женщина, обычно молодая девушка, без особой религиозной подготовки. Сидя на треножнике, она вдыхала пары с резким запахом, просачивающиеся через расщелину в земле. Это приводило ее в состояние транса, в котором она выкрикивала кажущиеся случайными слова и звуки. Задачей "профессиональных" жрецов в Дельфах было записать эти высказывания и отредактировать их в качестве официальных пророчеств оракула, причем часто в форме поэмы, написанной совершенным шестистишьем. По существу, даже эти отредактированные ответы было не легче интерпретировать. Пифийский оракул приобрел репутацию именно как дающий неоднозначные ответы.

Распри внутри Греции привели в конце концов к закату власти оракулов и уменьшению их влияния на культурные и политические события в стране. Серьезный удар был нанесен, когда оракул Зевса Аммона объявил Александра Великого сыном Зевса. Несмотря на это, Пифийский оракул продолжал жить и был закрыт только римским императорским декретом в 390 г. н.э. во времена, когда христианство безжалостно уничтожало любую религиозную оппозицию. Таким образом, пифия служила человеку и богам в течение полутора тысячелетий.

Роль Пифийского оракула в истории отражена наилучшим образом в "Историях" Геродота, классическом и захватывающем описании древнего мира во времена великой войны между греками и персами[1]. Особенно знаменит случай с лидийским царем Крезом. Замышляя войну против выдвинувшейся персидской империи, он решился спросить оракул о возможном исходе предстоящей битвы с армией Кира. Царское посольство в Дельфах получило такой ответ:

Крез, Халис перейдя, великое царство разрушит.

Воспринимая это как обещание победы, царь собирает свое войско, пересекает пограничную реку Халис и подвергается сокрушительному поражению, в результате которого его царство оказывается захваченным. Когда победоносный царь персов Кир позволяет Крезу послать посольство упрекнуть оракул, бог Аполлон через жрецов отвечает тем не менее, что пророчество верно предсказало крушение великой империи – собственной Креза, – и что люди сами виноваты, если предпочитают интерпретировать ответы оракула на собственный вкус.

История программы Pythia не так длинна и величава, как древнее сказание, однако существуют некоторые совпадения, и в заключение я хотел бы заметить следующее. Вы должны быть очень внимательны, когда формулируете вопросы: любые неоднозначности испортят получаемый ответ. И вы должны быть еще более внимательными при интерпретации ответов, в частности, не выбирать устраивающую вас интерпретацию, пока не рассмотрены возможные альтернативы. Наконец, даже совершенный бог имеет слуг, которые всего лишь люди: жрец может недослышать восклицания пифии и, как следствие, выдать ошибочный ответ; автор же настоящего описания может ненамеренно посадить "блох" в программе.

---

[1] Читатель может узнать много интересного о культе Аполлона и влиянии оракулов на культуру Древней Греции также из прекрасной книги Ф.М.Лосева "Мифология древних греков и римлян"