

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
„ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ“

На правах рукописи

Ларин Илья Феликсович

**Прецизионное измерение времени жизни
нейтрального пиона, основанное на эффекте
Примакова**

01.04.23 – физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Долголенко Анатолий Григорьевич

Научный консультант

к. ф.-м. н., проф.

Гаспарян Ашот Микаэлович

Москва – 2013

Содержание

Список иллюстраций	5
Список таблиц	15
Введение	17
Глава 1. Фоторождение π^0-мезона на ядре	24
Глава 2. Экспериментальная установка PrimEx	35
2.1. Требования к установке	35
2.2. Ускоритель лаборатории им. Т.Джефферсона	36
2.3. Схема установки	37
2.4. Система мечения фотонов	39
2.5. Свойства электронного и гамма пучков	41
2.6. Система коллимации пучка	44
2.7. Мишень	45
2.8. Электромагнитный калориметр	47
2.9. Вето-гodosкопы	56
2.10. Спектрометр электрон-позитронных пар	56
2.11. Сканер профиля фотонного пучка	58
2.12. Монитор профиля и положения фотонного пучка	59
2.13. Счётчик полного поглощения	59
2.14. Гелиевая камера	60
2.15. Система сбора данных и формирования триггера	61
2.16. Типы сеансов	64
Глава 3. Анализ экспериментальных данных	67
3.1. Выборка данных	67
3.2. Предварительный отбор событий	70

3.3.	Выбор триггера и пучковой частицы	71
3.4.	Выбор кластеров в калориметре	73
3.5.	Юстировка системы координат калориметра относительно гло- бальной системы координат эксперимента	76
3.6.	Юстировка времени триггерного сигнала калориметра относи- тельно сигнала системы мечения фотонного пучка	85
3.7.	Энергетическая калибровка калориметра	86
3.8.	Функция энергетического отклика калориметра	103
3.9.	Кинематическая связь на массу π^0 -мезона	108
3.10.	Кинематическая связь на энергию пучка	110
3.11.	Кинематическая связь на комбинацию массы π^0 -мезона и энергии пучка	116
3.12.	Разрешение по массе и упругости π^0 -мезона	119
3.13.	Разрешение по углу вылета π^0 -мезона	124
3.14.	Источники фона для реакции упругого фоторождения π^0 -мезонов	135
Глава 4.	Полученные результаты	157
4.1.	Экспериментальный выход π^0 -мезонов в зависимости от угла их вылета	157
4.2.	Эффективность регистрации π^0 -мезонов	167
4.3.	Дифференциальное сечение фоторождения π^0 -мезона	179
4.4.	Фит выхода упругих π^0 -мезонов как функции угла вылета для извлечения распадной ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	182
Глава 5.	Оценка систематической погрешности	190
5.1.	Параметры мишени	190
5.2.	Точность определения потока фотонов	192
5.3.	Поглощение γ -квантов в мишени	193
5.4.	Эффективность системы сбора данных	194
5.5.	Отбор событий	201

5.6.	Брэнчинг распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	204
5.7.	Моделирование событий	204
5.8.	Извлечение выхода упругих π^0 -мезонов	206
5.9.	Поправка на случайные совпадения сигналов калориметра и системы мечения пучка	208
5.10.	Вычитание фона от распадов ω - и ρ -мезонов	209
5.11.	Разрешение по углу вылета π^0 -мезона	209
5.12.	Параметры фотонного пучка	211
5.13.	Параметры теории фоторождения π^0 -мезона	213
5.14.	Суммарная систематическая погрешность для сечения фоторождения и $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	216
Глава 6. Итоговый результат эксперимента PrimEx		218
Заключение		220
Литература		221
Приложение А. Выходы упругих π^0-мезонов по углу вылета		228
Приложение Б. Дифференциальные сечения фоторождения π^0-мезонов по углу вылета		232

Список иллюстраций

1	Диаграмма фоторождения π^0 -мезона в кулоновском поле ядра с последующим его распадом на два гамма кванта.	18
2	Предсказания и предыдущие измерения $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Результаты экспериментов показаны точками с погрешностями в хронологическом порядке (указаны даты их публикации). Горизонтальные линии – КХД в киральном пределе и расчёты [1–3]	20
1.1	Ядерная плотность углерода	28
1.2	Кулоновский формфактор (квадрат модуля) ядра углерода-12 (слева) и свинца-208 (справа) в зависимости от угла вылета π^0 -мезона	29
1.3	Сильный формфактор (квадрат модуля) ядра углерода-12 (слева) и свинца-208 (справа) в зависимости от угла вылета π^0 -мезона	30
1.4	Кулоновский (слева) и сильный (справа) формфактор (квадрат модуля) ядра углерода-12 в зависимости от угла вылета π^0 -мезона	31
1.5	Вид функций-слагаемых формулы 1.1 для C^{12} при энергии пучка 5.2 ГэВ	33
1.6	Вид функций-слагаемых формулы 1.1 для Pb^{208} при энергии пучка 5.2 ГэВ	34
2.1	Схема ускорителя СЕВАФ лаборатории им. Т.Джефферсона	37
2.2	Схема установки PrimEx	38
2.3	Схема устройства мечения пучковых фотонов, установленного в зале "В" лаборатории им. Т.Джефферсона, использованного экспериментом PrimEx	39
2.4	Фотография калориметра NuCal в сборе без системы светомониторирования, защитной панели и вето-счётчиков	48
2.5	Граница раздела кристалл-стекло гибридного калориметра и её особенности	49

2.6	Схема модуля калориметра НуCal в разрезе	50
2.7	Схема группировки модулей калориметра для первичного суммирования динодных сигналов.	53
2.8	Гелиевая камера	60
2.9	Диаграмма распределения времени проведения сеансов различных типов в эксперименте PrimEx	65
3.1	Изменение тока пучка в сеансе 5163. Выбракованные интервалы показаны красным	69
3.2	Изменение положения пучка по x относительно калориметра. Сеанс 5009 (сверху) – положение нестабильно в течение большей части времени, сеанс 5031 (снизу) – стабильное положение пучка в течение всего сеанса	70
3.3	Множественность сигналов "MOR" в сеансах по фоторождению π^0 -мезонов. Слева – ток пучка 100 нА, справа – 130 нА	72
3.4	Разность времени между сигналами "MOR" и "НуCal TotalSum". Слева – все комбинации; в центре – имеющие наименьшую разность; справа – разность первых двух спектров. Стрелками показаны пределы отбора событий	73
3.5	Распределение по энергии кластеров: слева – данные; справа – моделирование распадов π^0 -мезонов. Стрелками показано пороговое значение для отбора кластеров	75
3.6	Множественность кластеров в отобранных событиях	76
3.7	Инвариантная масса двух γ -квантов для отобранных событий с нейтральными кластерами (сплошные гистограммы) и исключённых из анализа (помеченных вето как заряженные, показаны пунктиром). Слева – для углов вылета π^0 -мезонов менее 0.25° , справа – для углов $0.25^\circ \dots 2.5^\circ$	77

3.8	Схема нахождения констант выравнивания калориметра с использованием γ -квантов от распадов π^0 -мезонов. Точки попадания отмечены крестами. Пересечение пунктирной с осями координат даёт необходимую информацию	80
3.9	Распределение координат точек пересечения отрезков, соединяющих кластеры от распада π^0 -мезонов с осями координат. Слева - x -координата, справа - y . Кривые - результат фита	81
3.10	Распределение для проекций угла вылета π^0 -мезонов. Слева - на ось OX , справа - на ось OY . Использована только центральная часть калориметра. Кривые - результат фита	81
3.11	Схема методики выравнивания с использованием только рассеянного комптоновского гамма-кванта	82
3.12	Распределение для смещений измеряемых координат комптоновских гамма-квантов от расчётного значения. Слева - x -координата, справа - y . Кривые - результат фита	83
3.13	Константы выравнивания в зависимости от номера сеанса, полученные методом измерения только комптоновского γ -кванта. Верхняя гистограмма - для x , нижняя - для y -координаты	84
3.14	Распределение по разности времени между сигналами "MOR" и "NuCal TotalSum" (слева) и временная развёртка сигнала "NuCal TotalSum" (справа). Пурпурная кривая - все события, голубая кривая - события с упругими π^0 -мезонами. Распределения смещены относительно друг друга на ~ 1.5 нсек	86
3.15	Распределение для времени между сигналами "MOR" и "NuCal TotalSum". Слева - до процедуры дополнительного выравнивания, справа - после. Кривые - результат фитирования	87
3.16	Спектр энергий меченых γ -квантов, использованных для калибровки	89

3.17	Отношение энергии, регистрируемой калориметром, к энергии пучка для одного из модулей калориметра на основе вольфрамата свинца	90
3.18	Энергетическое разрешение модулей для энергий 2.2...2.6 ГэВ . . .	91
3.19	Энергетическое разрешение калориметра как функция энергии налетающих гамма квантов. Сверху – вольфраMAT свинца, снизу – свинцовое стекло, исключая границу	93
3.20	Типичный вид распределения по разности между координатами восстановленного кластера и центра пучка для модуля вольфрамата свинца при энергиях гамма кванта 4.5 – 5.5 ГэВ	94
3.21	Координатное разрешение как функция энергии γ -квантов. Сверху вниз: свинцовое стекло (исключая границу), свинцовое стекло на границе с $PbWO_4$, вольфраMAT свинца на границе со стеклом, вольфраMAT свинца (исключая границу)	95
3.22	Координатное разрешение как функция точки попадания γ -кванта в калориметр. Сверху – внутри вольфрамата свинца, снизу – переход в свинцовое стекло. Стрелки и линии показывают положение границ модулей	96
3.23	Линейность энергетического отклика различных модулей калориметра. Стрелкой показана средняя энергия γ -квантов, использованных для калибровки. Одинаковыми цветами показаны кривые со сходными значениями параметров	97
3.24	Распределение по энергии и углу вылета π^0 -мезонов, использованных для калибровки. Сверху – двумерное распределение по энергии и углу вылета; в середине – проекция двумерного распределения на ось энергии; внизу – проекция на ось угла вылета . . .	99
3.25	Эволюция калибровочных коэффициентов с увеличением количества итераций для двух модулей. Стрелками показана корректировка параметров алгоритма восстановления	101

3.26	Распределение по среднему значению для массы восстановленных π^0 -мезонов для всех модулей $PbWO_4$ в различных калибровочных итерациях (указаны цифрами)	102
3.27	Функция энергетического отклика, измеренная во время сканирования. Пучок расположен по центру модуля $PbWO_4$ W2016 Сверху – энергия пучка 1.25...1.35 ГэВ; снизу – 4.0...4.8 ГэВ	104
3.28	Функция энергетического отклика, полученная при моделировании. Энергия пучка 1.3 ГэВ. Сверху – пучок распределен горизонтально по всему модулю, как при сканировании; снизу – пучок расположен по центру модуля	105
3.29	Доля событий в интервалах функции энергетического отклика $(0 \dots 0.2]$, $[0.2 \dots 0.5]$, $[0.5 \dots 0.8]$ и $[0.8 \dots 0.9]$ для тока пучка 20 пА, 30 пА, 50 пА, 60 пА и 95 пА. Кривыми показан фит функцией $y = c_1/x + c_0$. Энергия пучка 4.0 ГэВ – 4.8 ГэВ	108
3.30	Результат использования кинематической связи на массу π^0 -мезона: отношение восстановленных энергий к истинным (см. текст)	111
3.31	Результат применения поправки на энергию пучка: отношение восстановленных энергий к истинным (см. текст)	112
3.32	Тест кинематической связи на энергию пучка с использованием нерезонансного $\gamma\gamma$ -фона (см. текст)	114
3.33	Тест кинематической связи на энергию пучка с использованием случайных совпадений: спектр инвариантных масс после применения процедуры поправки на энергию пучка	115
3.34	Результат использования комбинированной кинематической связи на массу π^0 -мезона и энергию пучка: отношение восстановленных энергий к истинным (см. текст)	118
3.35	Спектр инвариантных масс двух γ -квантов для разных методов реконструкции и топологии регистрации в гибридном калориметре (см. текст)	120

- 3.36 Спектр упругости π^0 -мезонов для разных методов реконструкции и топологии регистрации в гибридном калориметре (см. текст) . . . 121
- 3.37 Измеренный угол вылета π^0 -мезона (моделирование) для фиксированного истинного угла вылета (показан стрелкой): слева – $\theta_{\pi^0 \text{ actual}} = 0.02^\circ$ – хорошо видна несимметричность спектра; справа – $\theta_{\pi^0 \text{ actual}} = 1.5^\circ$ – спектр практически симметричен. 125
- 3.38 Схема угловых проекций для события рождения π^0 -мезона (см. текст) 127
- 3.39 Интенсивность (поперечный профиль) фотонного пучка вдоль осей OX (вверху) и OY (внизу), полученная сканером фотонного пучка. По горизонтальной оси отложена координата пучка в отн. единицах. Кривые – фит двумя гауссианами и прямой 128
- 3.40 Экспериментально полученное и смоделированное распределения для проекции угла вылета комптоновской пары θ_X (см. текст) Ве-мишень, сеанс 4868. Сверху – моделирование, снизу – экспериментальные данные. Кривые – результат подгонки 129
- 3.41 Инвариантная масса двух γ -квантов. Сверху – углеродная мишень, снизу – свинцовая. Данные без мишени показаны зачернённой гистограммой 137
- 3.42 Инвариантная масса двух γ -квантов с поправкой на упругость. Сверху – углеродная мишень, снизу – свинцовая. Данные без мишени показаны зачернённой гистограммой 138
- 3.43 Квадрат модуля ядерного формфактора в формуле (3.2), использованный в анализе когерентного фоторождения ω -мезона (с учётом поглощения в ядре). Сверху – углерод, снизу – свинец 140
- 3.44 Наблюдаемое распределение π^0 -мезонов по разности их энергии и энергии пучка (чёрная гистограмма) и ожидаемый фон от распадов $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ когерентных ω мезонов (красная гистограмма). Кривая – результат фитирования. Углеродная мишень 142

- 3.45 Разность энергии π^0 -мезонов и пучка, углеродная мишень. Сверху – эксперимент, снизу – вычтен смоделированный фон от распадов ω мезонов. Кривые – результат фитирования (параметры двух гауссиан и полинома 3-ей степени приведены в окне статистики) 143
- 3.46 Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с поправкой на упругость) для углов вылета 0° – 2.5° (см. текст) 144
- 3.47 Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с поправкой на упругость) для углов вылета 0.02° – 0.04° (см. текст) 145
- 3.48 Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с поправкой на упругость) для углов вылета 0.98° – 1.00° (см. текст) 146
- 3.49 Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с применением поправки на упругость) для углов вылета 1.98° – 2.00° (см. текст) 147
- 3.50 Модельное распределение по разности энергии π^0 -мезонов и пучка для реакций $\gamma A \rightarrow \omega A(\text{когер.}) / \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\gamma A \rightarrow \omega A(\text{когер.}) / \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $\gamma N \rightarrow \rho^\pm N / \rho^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^\pm$, $\gamma N \rightarrow \rho^\pm \Delta(1232) / \rho^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^\pm$, углеродная мишень 149
- 3.51 Модельное распределение по разности энергии π^0 -мезонов и пучка для реакций $\gamma N \rightarrow \omega N(\text{некогер.}) / \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\gamma N \rightarrow \omega \Delta(1232) / \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\gamma N \rightarrow \omega N(\text{некогер.}) / \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $\gamma N \rightarrow \omega \Delta(1232) / \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, углеродная мишень 150
- 3.52 Схема учёта фона от ω -мезонов при моделировании: спектры инвариантных масс двух γ -квантов для углов вылета 0.50 – 0.52° и углеродной мишени (см. текст) 151
- 3.53 Выход упругих π^0 -мезонов в зависимости от ограничения на время совпадения сигналов пучка и калориметра (см. текст) 154
- 3.54 Отношение энергии пары γ -квантов к энергии пучка для использованного в временного окна (открытая гистограмма), и вне его (зачернённая гистограмма, на врезке – она же увеличено) 154

3.55	Спектр упругости π^0 -мезонов (отношение их энергии к энергии пучка). Используются события из Монте-Карло. Слева – использовано истинное значение энергии пучка; справа – смоделирован неправильный выбор пучковой частицы	155
4.1	Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $0 - 0.02^\circ$ (верх. лев.), $0.02 - 0.04^\circ$ (верх. прав.), $0.04 - 0.06^\circ$ (ниж. лев.), $0.06 - 0.08^\circ$ (ниж. прав.)	158
4.2	Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $0.08 - 0.10^\circ$ (верх. лев.), $0.10 - 0.12^\circ$ (верх. прав.), $0.12 - 0.14^\circ$ (ниж. лев.), $0.14 - 0.16^\circ$ (ниж. прав.)	159
4.3	Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $1.76 - 1.78^\circ$ (верх. лев.), $1.78 - 1.80^\circ$ (верх. прав.), $1.80 - 1.82^\circ$ (ниж. лев.), $1.82 - 1.84^\circ$ (ниж. прав.)	160
4.4	Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $2.42 - 2.44^\circ$ (верх. лев.), $2.44 - 2.46^\circ$ (верх. прав.), $2.46 - 2.48^\circ$ (ниж. лев.), $2.48 - 2.50^\circ$ (ниж. прав.)	161
4.5	Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $0 - 0.5^\circ$ (сверху слева), $0.5 - 1.0^\circ$ (сверху справа), $1.0 - 1.5^\circ$ (средний ряд слева), $1.5 - 2.0^\circ$ (средний ряд справа), $2.0 - 2.5^\circ$ (снизу слева). Углеродная мишень	162
4.6	Распределение по азимутальному углу вылета π^0 -мезона – ϕ , наблюдаемое в центральной части калориметра (кристаллы)	163
4.7	Распределение по инвариантной массе π^0 -мезонов для углеродной мишени и углов выхода $0 - 2.5^\circ$. Штриховой линией показан смоделированный вклад от распадов ω - и ρ -мезонов	164
4.8	Угловой выход π^0 -мезонов для углеродной мишени $\frac{dN}{d\theta} _C$. Сплошная гистограмма снизу – вычтенный вклад фона от распадов ω - и ρ -мезонов	165

- 4.9 Угловой выход π^0 -мезонов для свинцовой мишени $\frac{dN}{d\theta}|_{Pb}$ Сплошная гистограмма снизу – вычтенный вклад фона от распадов ω - и ρ -мезонов 166
- 4.10 Точки поглощения пучка в углеродной мишени (черная гистограмма) и поглощения γ -квантов распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (синяя гистограмма). Координаты в единицах толщины мишени (центр мишени в нуле, полная толщина мишени принята равной 1) 171
- 4.11 Величина $eff(MC)$, как функция угла вылета π^0 -мезона. Пурпурная кривая для энергии 5.5 ГэВ, синяя – для 4.9 ГэВ, черная – для 5.1 ГэВ 172
- 4.12 Энергия, теряемая на отдачу нуклона, при некогерентном рождении π^0 -мезона 173
- 4.13 Доля исключённых π^0 -мезонов, помеченных системой вето как заряженные, в зависимости от угла вылета π^0 -мезонов (см. текст) 174
- 4.14 Инвариантная масса двух γ -квантов с поправкой на упругость. Сверху выбрана ”наилучшая” по времени пучковая частица, снизу – все, кроме ”наилучшей” частицы. 176
- 4.15 Дифференциальное сечение фоторождения π^0 -мезонов на углероде $\frac{d\sigma}{d\theta}|_C$ 180
- 4.16 Дифференциальное сечение фоторождения π^0 -мезонов на свинце $\frac{d\sigma}{d\theta}|_{Pb}$ 181
- 4.17 Искажение равномерного распределения (пурпурная гистограмма) экспериментальным разрешением. Черная гистограмма – свёртка с экспериментальным разрешением. Стрелкой показан угловой ”запас”, использованный в анализе (см. текст) 183
- 4.18 Переход от истинного значения угла к измеренному. Красные полосы - исходное распределение для истинного угла, синие гистограммы - соотв. распределения по реконструированному углу . . 185

4.19	Фит углового выхода π^0 -мезонов для углерода функцией 4.10 (см. текст)	188
4.20	Фит углового выхода π^0 -мезонов для свинца функцией 4.10 (см. текст). На врезке увеличен диапазон больших углов	189
5.1	Неэффективность триггера "HyCal Totalsum" в зависимости от энергии пучка для модуля W61 ($PbWO_4$)	196
5.2	Неэффективность триггера "HyCal Totalsum" для модулей $PbWO_4$ при различных энергиях падающего фотона: Слева сверху 2.8 ± 0.15 ГэВ, справа сверху 3.15 ± 0.15 ГэВ, слева снизу 4.0 ± 0.15 ГэВ, справа снизу 4.15 ГэВ... 5.5 ГэВ	197
5.3	Расположение центров кластеров с максимальной энергией. Неработающие каналы обведены	199
5.4	Отношение количества событий, когда канал был центром кластера с большей энергией к количеству событий, когда он был центром кластера с меньшей энергией	200
5.5	Фит упругого выхода на углероде для различного количества вычитаемого фона от распада ω - и ρ -мезонов (см. текст)	210
5.6	Смещение получаемой величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ в зависимости от искусственно вводимых смещения координаты X пучка (слева) и наклона к оси OX (справа)	212
5.7	Относительное изменение результата для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ в зависимости от параметра амплитуды ядерного когерентного рождения α (формула 1.5)	215

Список таблиц

2.1	Энергия фотонного пучка для Е-счётчиков системы мечения	43
2.2	Свойства мишеней, использованных в эксперименте PrimEx	46
2.3	Параметры модулей калориметра НуCal	51
2.4	Режимы работы установки для основных типов сеансов	66
3.1	Список сеансов, использованных в анализе ^{12}C и ^{208}Pb мишеней, поток пучковых частиц и светимость для них	68
3.2	Критерии предварительного отбора записанных событий для последующего анализа	71
3.3	Критерии отбора событий для анализа	78
3.4	Улучшение разрешения по массе упругих π^0 -мезонов в ходе калибровки на массу	102
3.5	Доля событий (в процентах) для разных интервалов функции энергетического отклика калориметра (Монте-Карло и данные для больших токов пучка)	109
3.6	Разрешение по массе π^0 -мезона для различных зон гибридного калориметра	122
3.7	Разрешение по упругости π^0 -мезона для различных зон гибридного калориметра	123
3.8	Разрешение по углу вылета π^0 -мезона, полученное при моделировании для центральной части калориметра	131
3.9	Разрешение по углу вылета π^0 -мезона, полученное при моделировании для всего калориметра	133
4.1	Параметры фитирования двумя гауссианами и фоном спектра инвариантных масс с поправкой на упругость	163
4.2	Эффективность отбора пучковой частицы $eff(\text{beam})$ для различных экспозиций	177

4.3	Список использованных поправок к эффективности, полученной при моделировании событий	178
4.4	$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ и другие параметры фита для двух мишеней	187
5.1	Отношение тагирования и его флуктуации для Т-счётчиков системы мечения, используемых в анализе. Данные калибровочного сеанса	193
5.2	Частично или полностью неработающие модули калориметра	198
5.3	Изменение $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ при варьировании разрешения по углу вылета π^0 -мезона	211
5.4	Составляющие сист. погрешности измерения $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	217
A.1	Выход π^0 -мезонов по углу для углеродной мишени	228
A.2	Выход π^0 -мезонов по углу для свинцовой мишени	230
B.1	Диф. сечение, фоторождения π^0 -мезонов для углерода-12	232
B.2	Диф. сечение, фоторождения π^0 -мезонов для свинца-208	234

Введение

Актуальность темы исследования связана с довольно большой неопределённостью в измерении времени жизни нейтрального пиона и не очень хорошем согласовании предыдущих измерений с одной стороны и довольно точными теоретическими предсказаниями для этой величины с другой стороны.

Действительно, ширина распада π^0 -мезона на два γ -кванта является наиболее точно вычисляемой величиной в квантовой хромодинамике (КХД) для области низких энергий. Она связана простым соотношением с временем жизни (τ):

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\hbar}{\tau} \cdot Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma), \quad (1)$$

где $Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ - хорошо известная доля распада π^0 -мезона на два γ -кванта, близкая к единице. Поэтому измерение ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ зачастую называют измерением времени жизни нейтрального пиона. В киральном пределе, при стремлении масс u - и d - кварков к нулю:

$$\lim_{\substack{m_u \rightarrow 0, \\ m_d \rightarrow 0}} \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 N_c^2 m_{\pi^0}^3}{576 \pi^3 F_{\pi^0}^2} = (7.725 \pm 0.044) \text{ эВ}, \quad (2)$$

где α – постоянная тонкой структуры; N_c – количество цветовых состояний кварков; m_{π^0} – масса π^0 -мезона; F_{π^0} – константа распада π^0 -мезона [2, 4]; численное значение приведено для $N_c = 3$. Более точные расчёты дают величину (7.92 ± 0.12) эВ (расчёт по правилу сумм, основанный на аксиальной аномалии, [1, 2]) и (8.10 ± 0.10) эВ (киральная теория с учётом разной массы u - и d -кварков, [3]). Как видно из соотношения 2, измерение ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ позволяет непосредственно определить количество цветовых состояний кварков. Всё это порождает интерес к прецизионному измерению этой величины и на протяжении десятилетий является важной проблемой для экспериментальной физики.

Степень разработанности темы исследования. Приведём вкратце известные методики измерения времени жизни нейтрального пиона, их преиму-

щества и недостатки.

Точное измерение времени жизни π^0 -мезона по его пробегу связано с очевидными трудностями ввиду малости последнего (даже при энергиях в сотни ГэВ величина пробега составляет всего десятки микрон). Существенным достоинством техники является отсутствие в расчётах зависимости от теории механизмов рождения π^0 -мезона. Эксперимент, основанный на непосредственном измерении длины пробега π^0 -мезона, был проведён в ЦЕРНе в 1984 году и является наиболее точным из предшествующих измерений ($\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.25 \pm 0.21) \text{ эВ}$, [5]). Основную систематическую погрешность измерения в таком методе привносит недостаточно хорошо известный импульсный спектр π^0 -мезонов.

Эквивалентность процессов фоторождения и распада π^0 -мезона на два γ -кванта (рис. 1) при обращении времени позволяет вычислить величину $\Gamma(\pi^0 \rightarrow$

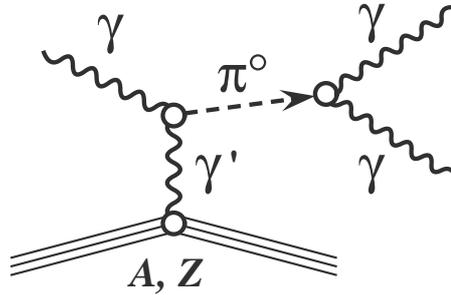


Рис. 1. Диаграмма фоторождения π^0 -мезона в кулоновском поле ядра с последующим его распадом на два гамма кванта.

$\gamma\gamma$) по сечению образования π^0 -мезона в фотонном пучке путём обмена виртуальным γ -квантом с заряженной частицей – обычно ядром мишени (кулоновский механизм – эффект Примакова [6]):

$$\frac{d\sigma_{Prim}}{d\Omega_\pi} = 8 \alpha Z^2 E_\gamma^4 \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \left(\frac{\beta_\pi}{m_\pi} \right)^3 \left(\frac{|F_{em}(q^2)| \sin \theta_\pi}{q^2} \right)^2 \quad (3)$$

Здесь α – постоянная тонкой структуры; Z – заряд ядра мишени, E_γ – энергия фотонного пучка, $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ – ширина распада π^0 -мезона на два γ -кванта; β_π ,

m_π и θ_π – соответственно скорость, масса и угол вылета рожденного π^0 -мезона; q^2 – квадрат переданного в реакции четырёх-импульса; F_{em} – электромагнитный формфактор ядра мишени (содержащий мнимую часть из-за незначительного поглощения в ядре).

Данный метод представляется наиболее перспективным для прецизионного измерения $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, так как его точность пропорциональна точности измерения сечения фоторождения π^0 -мезона и может достигать процентного уровня при соответствующей постановке эксперимента и качестве детекторов. К недостаткам метода можно отнести некоторую зависимость извлекаемой величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ от параметров моделей его образования, а также необходимость учёта влияния ядерных механизмов рождения.

В 60-х – начале 70-х годах прошлого века был проведён ряд измерений ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, основанных на эффекте Примакова [7–12]. Все эти эксперименты использовали гамма пучок тормозного излучения без системы его мечения. Отметим результаты наиболее значимых из этих измерений: [9, 10] – Томск, 1969г., $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.23 \pm 0.59)$ эВ; [11] – DESY (ФРГ), 1970г., $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (11.6 \pm 1.2)$ эВ; [12] – Cornell (США), 1974г., $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.92 \pm 0.42)$ эВ.

Другой способ измерения $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ осуществлён в 1988 году в DESY на накопительном кольце DORIS II [13]. Изучалось рождение π^0 -мезонов в столкновениях пучковых $e^+ e^-$ за счет их взаимодействия через виртуальные фотоны. Основными трудностями данного подхода являются невозможность измерения импульсов отдачи $e^+ e^-$ и точность определения светимости эксперимента. Подобное измерение имеет бóльшую, в сравнении с другими экспериментами, ошибку: $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.7 \pm 0.7)$ эВ, и не используется при вычислении среднего мирового значения.

Рис. 2 представляет экспериментальную ситуацию, сложившуюся с измерением величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ к настоящему моменту (без учёта эксперимента PrimEx). Слева направо в хронологическом порядке отмечены результаты экспериментов и их погрешности, указаны годы их публикации. По вертикаль-



Рис. 2. Предсказания и предыдущие измерения $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Результаты экспериментов показаны точками с погрешностями в хронологическом порядке (указаны даты их публикации). Горизонтальные линии – КХД в киральном пределе и расчёты [1–3]

ной оси дана шкала в единицах эВ. Горизонтальная штрихпунктирная линия показывает результат в пределе безмассовых u - и d - кварков (выражение 2). Заштрихованные области – теоретические предсказания и оценки для их погрешностей. Слева – расчёт по правилу сумм КХД [1, 2], справа – киральная теория с учётом поправок на массы u - и d -кварков, отличные от нуля и друг от друга [3].

Среднемировое экспериментальное значение $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, полученное до учёта результата PrimEx равно (7.74 ± 0.55) эВ [14]. Здесь в ошибку заложен фактор $S = 3.0$, учитывающий плохое согласование результатов экспериментов между собой. Как видим, экспериментальное значение имеет ошибку около 7%, что в несколько раз уступает по точности теоретическим предсказаниям [1–3].

Цель диссертационной работы. Основной целью работы является определение времени жизни нейтрального пиона с точностью, сравнимой с точностью теоретических расчетов (на уровне 1% - 2%) по данным эксперимента PrimEx [15] (лаборатория им. Т.Джефферсона, (США)).

Научная новизна. Важным преимуществом эксперимента PrimEx является использование меченого пучка с хорошо измеряемым потоком и электромагнитного калориметра на основе кристаллов PbWO_4 , созданного с использованием новых технологий и имеющего существенно лучшее разрешение по основным параметрам в сравнении с предыдущими экспериментами. Всё это позволило заметно улучшить погрешность измерения времени жизни нейтрального пиона и получить результат с наилучшей в мире точностью.

Практическая значимость. Прецизионное измерение времени жизни нейтрального пиона даёт возможность проверить предсказание КХД для этой величины и, как следствие, аксиальную аномалию, которая является важным компонентом современной теории поля, а также полное количество цветовых состояний кварков. Представленные в диссертации результаты использованы в таблицах свойств элементарных частиц [16] для получения среднемирового значения.

Методология и методы исследования. В эксперименте PrimEx измеряется выход π^0 -мезонов в зависимости от угла вылета и поток меченых пучковых фотонов с энергией около 5 ГэВ. Упругая часть π^0 -мезонов выделяется с использованием кинематической связи – сохранения энергии в реакции фоторождения (пренебрегая энергией ядра отдачи). Измеренный выход упругих π^0 -мезонов по углу вылета и точно подсчитанный поток пучковых частиц позволяют получить величины дифференциальных сечений фоторождения π^0 -мезонов на ядрах углерода-12 и свинца-208. Применяя теорию [11, 15, 17–23] к полученным дифференциальным сечениям фоторождения, извлечена примаковская часть сечения, что позволило определить ширину распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и время жизни нейтрального пиона.

На защиту выносятся:

- 1) Методика юстировки электромагнитного калориметра, с использованием комптоновских фотонов и его калибровка на распадах $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.
- 2) Выделение выхода упругих π^0 -мезонов, зарегистрированных в гибридном

электромагнитном калориметре, с использованием информации от системы измерения пучка о времени и энергии пучковой частицы.

- 3) Полученные дифференциальные сечения фоторождения π^0 -мезона по углу вылета на ядрах C^{12} и Pb^{208} при энергиях пучка 4.9–5.5 ГэВ.
- 4) Выделение механизма Примакова для фоторождения π^0 -мезона.
- 5) Определение ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ на ядрах C^{12} и Pb^{208} .
- 6) Полученная величина времени жизни нейтрального пиона.

Апробация результатов. Основные результаты, изложенные в диссертационной работе, докладывались на конференциях:

- [1] XII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics – CALOR2006, Чикаго, США, 5 июня 2006г.
- [2] Научная сессия МИФИ–2007, 22 января 2007г.
- [3] New Trends in High Energy Physics, Ялта, Украина, 15 сентября 2007г.
- [4] New Trends in High Energy Physics, Ялта, Украина, 27 сентября 2008г.
- [5] 2009 Users Group Annual Meeting at Jefferson Lab, Ньюпорт-Ньюс, США, 9 июня 2009г.
- [6] 59 Международная конференция Ядро-2009. Фундаментальные проблемы и прикладные аспекты ядерной физики: от космоса до нанотехнологий. Чебоксары, Россия, 15 июня 2009г.
- [7] Сессия-конференция секции ядерной физики отделения физических наук РАН 2009, Москва, Россия, 23 ноября 2009г.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 9 печатных работах, из них 5 статей в рецензируемых журналах из перечня ВАК [17, 24–27] и 4 статьи в сборниках трудов конференций [28–31], из них 2 сборника в изданиях из перечня ВАК.

Личный вклад автора. Автор принимал активное участие в подготовке эксперимента PrimEx, его проведении и контроле качества набираемых данных, онлайн и оффлайн калибровках гибридного электромагнитного калориметра,

его юстировке, разработке и отладке программы реконструкции событий, учитывающей нелинейности энергетического отклика калориметра. Автором была применена методика восстановления инвариантной массы двух γ -квантов с использованием кинематической связи на сохранение энергии для выделения реакции упругого фоторождения π^0 -мезона.

Автором также получены выходы, эффективность регистрации и дифференциальные сечения фоторождения π^0 -мезонов по углу вылета, извлечена ширина распада $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ и время жизни нейтрального пиона.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, библиографии и 2 приложений. Общий объем диссертации 235 страниц, из них 204 страниц текста, включая 99 рисунков. Библиография включает 63 наименования на 7 страницах.

Благодарность. Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность А.Г. Долголенко и М.А. Кубанцеву, сыгравших определяющую роль в научном выборе диссертанта, за постоянное пристальное внимание, обсуждения научных проблем и огромную помощь в работе. Автор выражает искреннюю признательность А.К. Поносову, человеку исключительной доброжелательности и профессионализма, неоднократно оказавшему помощь в публикации научных работ. Автор также считает необходимым поблагодарить А. Гаспаряна, задумавшего эксперимент по измерению времени жизни нейтрального пиона и посвятившего себя его постановке и осуществлению, без огромных усилий и жизненной энергии которого проведение эксперимента PrimEx было бы невозможным.

Глава 1

Фоторождение π^0 -мезона на ядре

В фоторождение π^0 -мезона на ядре дают вклад рождение в кулоновском поле ядра (эффект Примакова) и образование при взаимодействии γ -кванта с сильным полем ядра. Последнее подразделяется на когерентную часть (ядро не меняет своего состояния) и некогерентную (с возбуждением либо распадом ядра). Поэтому дифференциальное сечение процесса фоторождения π^0 -мезона на ядре имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{tot}}{d\Omega_{\pi}} &= |a_{em} \cdot F_{em}(q) + \exp(i\phi) \cdot a_{st} \cdot F_{st}(q)|^2 + \frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega_{\pi}} = \\ &= \frac{d\sigma_{pr}}{d\Omega_{\pi}} + \frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega_{\pi}} + \frac{d\sigma_{int}}{d\Omega_{\pi}} + \frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega_{\pi}} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь:

$\frac{d\sigma_{tot}}{d\Omega_{\pi}}$ - сечение фоторождения π^0 -мезона на ядре,

$\frac{d\sigma_{pr}}{d\Omega_{\pi}}$ - сечение рождения π^0 -мезона в кулоновском поле ядра,

$\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega_{\pi}}$ - сечение рождения π^0 -мезона в сильном поле ядра,

$\frac{d\sigma_{int}}{d\Omega_{\pi}}$ - интерференция кулоновской и сильной амплитуды,

$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega_{\pi}}$ - сечение некогерентного рождения на ядре,

Ω_{π} - элемент телесного угла вылета π^0 -мезона,

F_{em} - электромагнитный формфактор ядра,

F_{st} - сильный формфактор ядра,

ϕ - относительная фаза между кулоновской и сильной амплитудами,

q - переданный от налетающего γ -кванта ядру импульс,

амплитуды кулоновского и сильного процесса удобно записать в виде произведения действительного множителя a и формфактора (экспонента отражает относительную фазу этих двух когерентных процессов):

$$A_{em} \stackrel{\text{def}}{=} a_{em} \cdot F_{em}(q), \quad A_{st} \stackrel{\text{def}}{=} a_{st} \cdot F_{st}(q). \quad (1.2)$$

Примаковское сечение выражается формулой [11]:

$$\frac{d\sigma_{pr}}{d\Omega_{\pi}} = 8\alpha Z^2 \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \frac{\beta^3 E^4}{m^3 q^4} \sin^2 \theta_{\pi} |F_{em}(q)|^2 \quad (1.3)$$

где:

α - постоянная тонкой структуры,

Z - заряд ядра мишени,

$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ - ширина распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$,

β - скорость π^0 -мезона,

E - энергия налетающего фотона (пучка),

m - масса π^0 -мезона,

q - переданный ядру импульс,

θ_{π} - угол вылета π^0 -мезона,

F_{em} - электромагнитный формфактор ядра, поправленный на взаимодействие π^0 -мезона в ядре.

Сечение ядерного когерентного взаимодействия для бесспинового ядра, может быть записано [15] в виде:

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega_{\pi}} = A^2 \frac{d\sigma_0}{d\Omega_{\pi}} |F_{st}(q)|^2 \quad (1.4)$$

где:

A - атомный номер ядра мишени,

q - переданный ядру импульс,

F_{st} - сильный формфактор ядра, поправленный на взаимодействие π^0 -мезона с ядром и на возможный переход γ -кванта в ядре в ω или ρ мезон [17, 18, 32] с последующим рождением π^0 -мезона (двухступенчатый процесс, т.н. shadowing-эффект),

$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_{\pi}}$ - "элементарное" сечение сильного взаимодействия на нуклоне.

Последнее может быть параметризовано [15, 17] как произведение постоянного множителя, некоторой функции энергии налетающего пучка и квадрат синуса угла вылета π^0 -мезона.

Поэтому 1.4 можно записать в виде:

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega_\pi} = A^2 C_{st} f_{st}^2(E) \sin^2 \theta_\pi |F_{st}(q)|^2 \quad (1.5)$$

где:

C_{st} - безразмерный нормировочный коэффициент, используемый в дальнейшем для подгонки теоретических распределений под данные,

$f_{st}(E)$ - некоторая функция энергии налетающего фотона,

θ_π - угол вылета π^0 -мезона,

F_{st} - сильный формфактор ядра, поправленный на взаимодействие π^0 -мезона с ядром и на возможный переход γ -кванта в ядре в ω или ρ мезон, с последующим рождением π^0 -мезона.

Используя различные параметризации $\frac{d\sigma_0}{d\Omega_\pi}$, выражение для $f_{st}(E)$ может быть записано в видах:

$$[17]: \quad f_{st}(E) = 10 \cdot E^{1.2},$$

$$[20]: \quad f_{st}(E) = 10 \cdot E,$$

$$[21]: \quad f_{st}(E) = 2.28 \cdot E \cdot \sqrt{s^{0.641}},$$

$$[22]: \quad f_{st}(E) = 5.3 \cdot E \cdot \sqrt{s^{0.44}}.$$

Здесь f_{st} выражена в (мкбарн/стерадиан) $^{\frac{1}{2}}$, $s = 2m_N E + m_N^2$, E - энергия фотонного пучка в ГэВ, m_N - масса нуклона в ГэВ.

Электромагнитный формфактор был посчитан с учётом поглощения π^0 -мезона в сильном поле ядра по формуле [17]:

$$F_{em}(q) = 2\pi \frac{q_\perp^2 + q_\parallel^2}{q_\perp} \int_0^\infty J_1(q_\perp b) b^2 db \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{iq_\parallel z} dz}{(b^2 + z^2)^{3/2}} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{\sigma t A}{2} \int_z^\infty \rho(\sqrt{b^2 + z'^2}) dz' \right\} \int_0^{\sqrt{b^2 + z^2}} x^2 \rho(x) dx \quad (1.6)$$

Здесь:

$J_1()$ - функция Бесселя 1-го рода,

σ' обозначено выражение $\sigma \times (1 - i \frac{Re f(0)}{Im f(0)})$,

$f(q)$ и σ - амплитуда и полное сечение упругого рассеяния $\pi + N \rightarrow \pi + N$,

$\rho(r)$ - плотность заряда ядра как функция расстояния от центра,

q , q_{\perp} и q_{\parallel} - переданный ядру импульс, его поперечная и продольная компоненты.

Сильный формфактор представлен в виде суммы двух слагаемых [17]:

$$F_{st}(q) = F_1(q) - \xi \cdot F_2(q) \quad (1.7)$$

первое из которых $F_1(q)$ - основная часть, посчитанная с учётом поглощения π^0 -мезона в ядре, второе - $F_2(q)$ отвечает за возможный переход γ -кванта в ядре в ω или ρ мезон, с последующим рождением π^0 -мезона (shadowing-эффект).

Величина ξ была принята равной 0.25 согласно [23]. Слагаемые сильного формфактора $F_1(q)$ и $F_2(q)$ были рассчитаны по формулам [17]:

$$F_1(q) = -\frac{2\pi}{q_{\perp}} \int_0^{\infty} J_1(q_{\perp} b) b db \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iq_{\parallel} z} dz \frac{\partial \rho(\sqrt{b^2 + z^2})}{\partial b} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{\sigma' A}{2} \int_z^{\infty} \rho(\sqrt{b^2 + z'^2}) dz' \right\} \quad (1.8)$$

$$F_2(q) = -\frac{2\pi}{q_{\perp}} \frac{\sigma}{2} (A - 1) \int_0^{\infty} J_1(q_{\perp} b) b db \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\sqrt{b^2 + z^2}) dz \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{\sigma' A}{2} \int_z^{\infty} \rho(\sqrt{b^2 + z'^2}) dz' \right\} \int_z^{\infty} e^{iq_{\parallel} x} e^{iq_{\parallel V}(z-x)} \frac{\partial \rho(\sqrt{b^2 + x^2})}{\partial b} dx \quad (1.9)$$

где приняты те же обозначения, что и в 1.6, $q_{\parallel V}$ - продольная компонента переданного импульса при рождении ω или ρ мезона.

Для плотности ядра $\rho(r)$ использовалась параметризация в виде распределения Вуда - Саксона:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w \frac{r^2}{R^2}}{1 + \exp(\frac{r-R}{c})} \quad (1.10)$$

где ρ_0 - нормировочный множитель ($\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) dr = 1$). Значения параметров взяты из [33]:

для ^{12}C ($Z=6$, $A=12$):

$$w = -0.149(5); R=2.355(4) \text{ фм}; c = 0.5224(20) \text{ фм}; \rho_0 = 0.01519 \text{ фм}^{-3}$$

для ^{208}Pb ($Z=82$, $A=208$):

$$w = 0; R=6.624(35) \text{ фм}; c = 0.549(8) \text{ фм}; \rho_0 = 0.0007696 \text{ фм}^{-3}.$$

В качестве альтернативной модели бралась плотность в виде совокупности функций Бесселя:

$$\rho(r) = \begin{cases} \sum_{j=1}^{18} a_j J_0\left(\frac{j\pi r}{R_c}\right), & \text{при } r \leq R_c; \\ 0, & \text{при } r > R_c. \end{cases} \quad (1.11)$$

Значения параметров приведены в [34]. Для сравнения вид функций $\rho(r)$ для углерода для двух использованных параметризаций приведён на рис. 1.1. Синим цветом показан результат для параметризации в форме Вуда-Саксона, коричневым – в форме совокупности функций Бесселя.

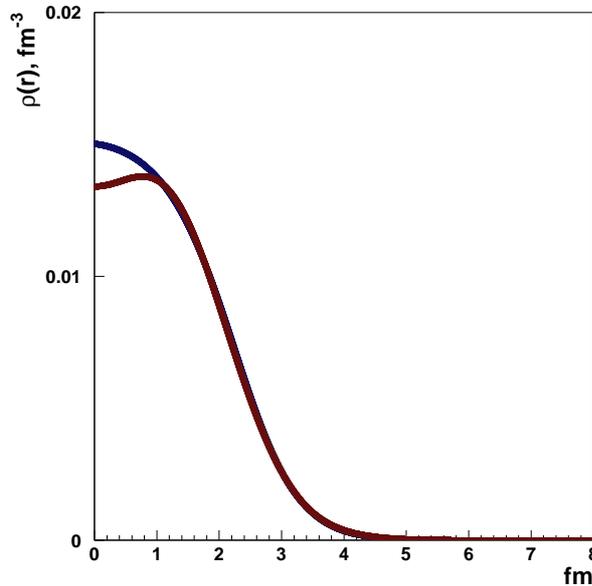


Рис. 1.1. Ядерная плотность углерода

Полное сечение $\pi^0 N$ взаимодействия принято равным среднему $\pi^+ N$ и

$\pi^- N$ взаимодействия: $\sigma = 27.6$ мбарн, отношение $\frac{Re f(0)}{Im f(0)} = -0.2$ [35].

Результаты вычислений для кулоновского формфактора с учётом взаимодействия в конечном состоянии и без него представлены на рис. 1.2 для ядер ^{12}C и ^{208}Pb и энергии пучка 5.2 ГэВ. Синим цветом показан результат вычислений, использованный в данном анализе. Красным цветом для сравнения показан вид формфактора без учёта поглощения π^0 -мезона в ядре. Сильный формфактор как функция угла вылета π^0 -мезона для этих ядер показан на рис. 1.3. Синим цветом показан результат вычислений, использованный в данном анализе. Красным цветом для сравнения показан вид формфактора без учёта слагаемого, отвечающего за shadowing-эффект (формула 1.7). Для углерода, как для лёгкого

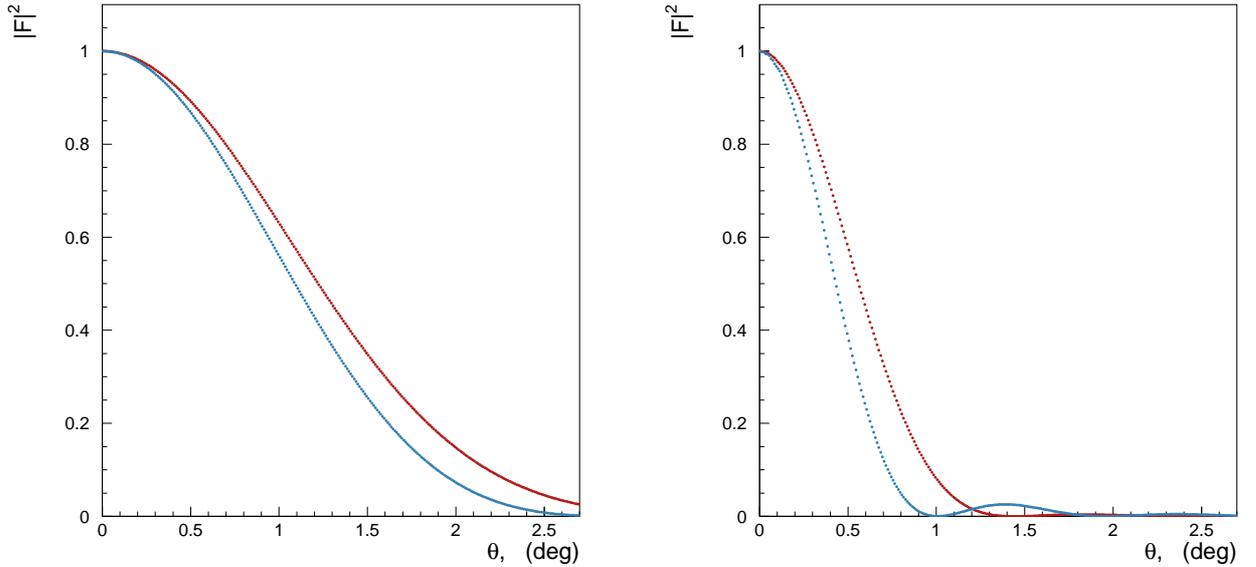


Рис. 1.2. Кулоновский формфактор (квадрат модуля) ядра углерода-12 (слева) и свинца-208 (справа) в зависимости от угла вылета π^0 -мезона

ядра, дополнительно была принята во внимание поправка на конечный радиус нуклона [17]. Распределение заряда протона даётся свёрткой ядерной плотности и распределением заряда протона $\rho_p(r) = \frac{\exp\{-\left(\frac{r}{r_p}\right)^2\}}{\pi^{\frac{3}{2}} r_p^3}$. Значение r_p принято равным 0.8 фм. Детальные вычисления формфакторов с этой поправкой опущены

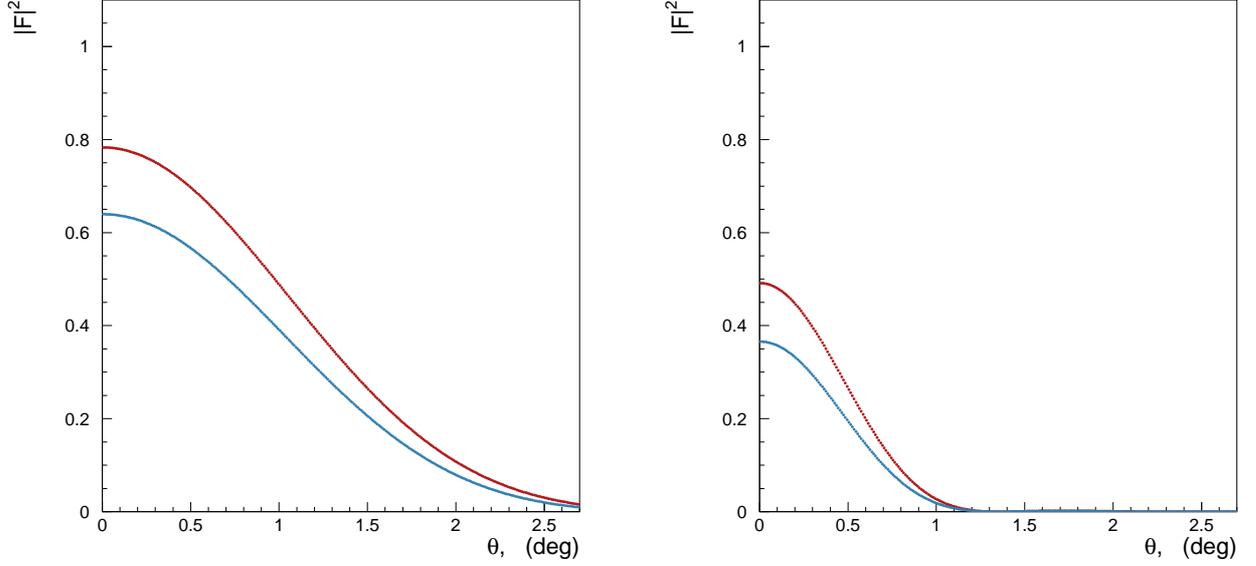


Рис. 1.3. Сильный формфактор (квадрат модуля) ядра углерода-12 (слева) и свинца-208 (справа) в зависимости от угла вылета π^0 -мезона

ввиду громоздкости. Подробное их описание можно найти в [17]. Результатом учёта поправки является несколько более быстрое спадание формфактора при увеличении угла вылета π^0 -мезона (рис. 1.4). Пунктиром на рисунке показан результат применения поправки на конечный радиус нуклона.

Вклад в полное сечение от неупругого кулоновского рождения, происходящего с возбуждением ядра, оценивается на уровне 10^{-7} от упругого кулоновского рождения [17] и исключён из анализа.

Выражение для интерференционного слагаемого, используя обозначения формулы 1.2, можно записать в виде:

$$\frac{d\sigma_{int}}{d\Omega_\pi} = 2 a_{em} a_{st} \cdot (ff_1 \cdot \cos \phi + ff_2 \cdot \sin \phi) \quad (1.12)$$

где:

$$\begin{aligned} ff_1 &\stackrel{\text{def}}{=} \text{Re}\{F_{em}(q)\} \cdot \text{Re}\{F_{st}(q)\} + \text{Im}\{F_{em}(q)\} \cdot \text{Im}\{F_{st}(q)\} \\ ff_2 &\stackrel{\text{def}}{=} \text{Im}\{F_{em}(q)\} \cdot \text{Re}\{F_{st}(q)\} - \text{Re}\{F_{em}(q)\} \cdot \text{Im}\{F_{st}(q)\} \end{aligned} \quad (1.13)$$

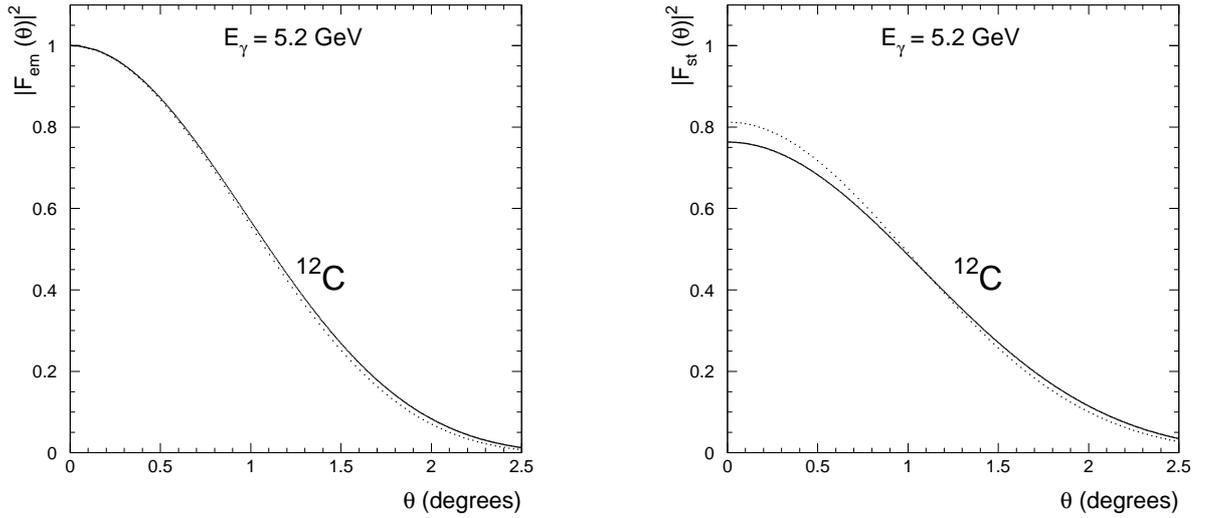


Рис. 1.4. Кулоновский (слева) и сильный (справа) формфактор (квадрат модуля) ядра углерода-12 в зависимости от угла вылета π^0 -мезона

или, приняв соотв. обозначения,

$$\frac{d\sigma_{int}}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_{int1}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos \phi + \frac{d\sigma_{int2}}{d\Omega_\pi} \cdot \sin \phi \quad (1.14)$$

Отметим, что слагаемое при $\sin \phi$ малó и связано с поглощением π^0 -мезона.

В отличие от описанных выше процессов, некогерентное рождение π^0 -мезона на ядре сопровождается изменением состояния (возбуждением) или распадом последнего. Наиболее часто используемое выражение для его сечения [15]:

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega_\pi} = \xi A (1 - G(q)) \frac{d\sigma_0}{d\Omega_\pi},$$

где:

ξ - коэффициент поглощения π^0 -мезона ядром,

$(1 - G(q))$ - фактор, отражающий принцип Паули и подавляющий процесс при малых значениях переданного импульса (когда импульсы нуклона до и после фоторождения π^0 -мезона становятся близкими),

$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_\pi}$ - сечение фоторождения π^0 -мезона на единичном нуклоне.

Это выражение было модифицировано с учётом перерассеяния π^0 -мезона в яд-

ре, с использованием теории Глаубера [36]. Детальные расчёты и полученный аналитический вид выражения для сечения подробно описаны в [27]. Ввиду громоздкости мы не будем приводить их здесь, отметим лишь, что учёт перерасеяния приводит к малому дополнительному слагаемому, искажающему начальный угловой спектр π^0 -мезонов. В частности, это слагаемое делает полученное сечение отличным от нуля при нулевом угле вылета π^0 -мезона. Итоговое выражение можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega_\pi} = C_{inc} \left\{ \xi A (1 - G(q)) \frac{d\sigma_0}{d\Omega_\pi} + r(q) \right\}, \quad (1.15)$$

где:

C_{inc} - безразмерный коэффициент, аналогичный C_{st} в 1.5,

$r(q)$ - слагаемое, отражающее перерасеяние π^0 -мезона.

Вид функций-слагаемых сечения фоторождения π^0 -мезона на ядре при энергии пучка 5.2 ГэВ, использованных в данном анализе, показан на рис. 1.5 для углерода и рис. 1.6 для свинца. В качестве нормировки приняты единичные значения для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, C_{inc} а также для значений синуса или косинуса фазы между сильной и электромагнитной амплитудами. Сверху слева на рисунках показано слагаемое для примаковского процесса (формула 1.3 для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 1$ эВ), сверху справа – для ядерного когерентного (формула 1.5 для $C_{st} = 1$), снизу слева – для ядерного некогерентного (формула 1.15 для $C_{inc} = 1$), снизу справа – интерференционные слагаемые (формула 1.12 для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 1$ эВ $C_{st} = 1$, $\cos \phi = 1$ для ff_1 и $\sin \phi = 1$ для ff_2 ; слагаемое с синусом фазы показано более светлой линией).

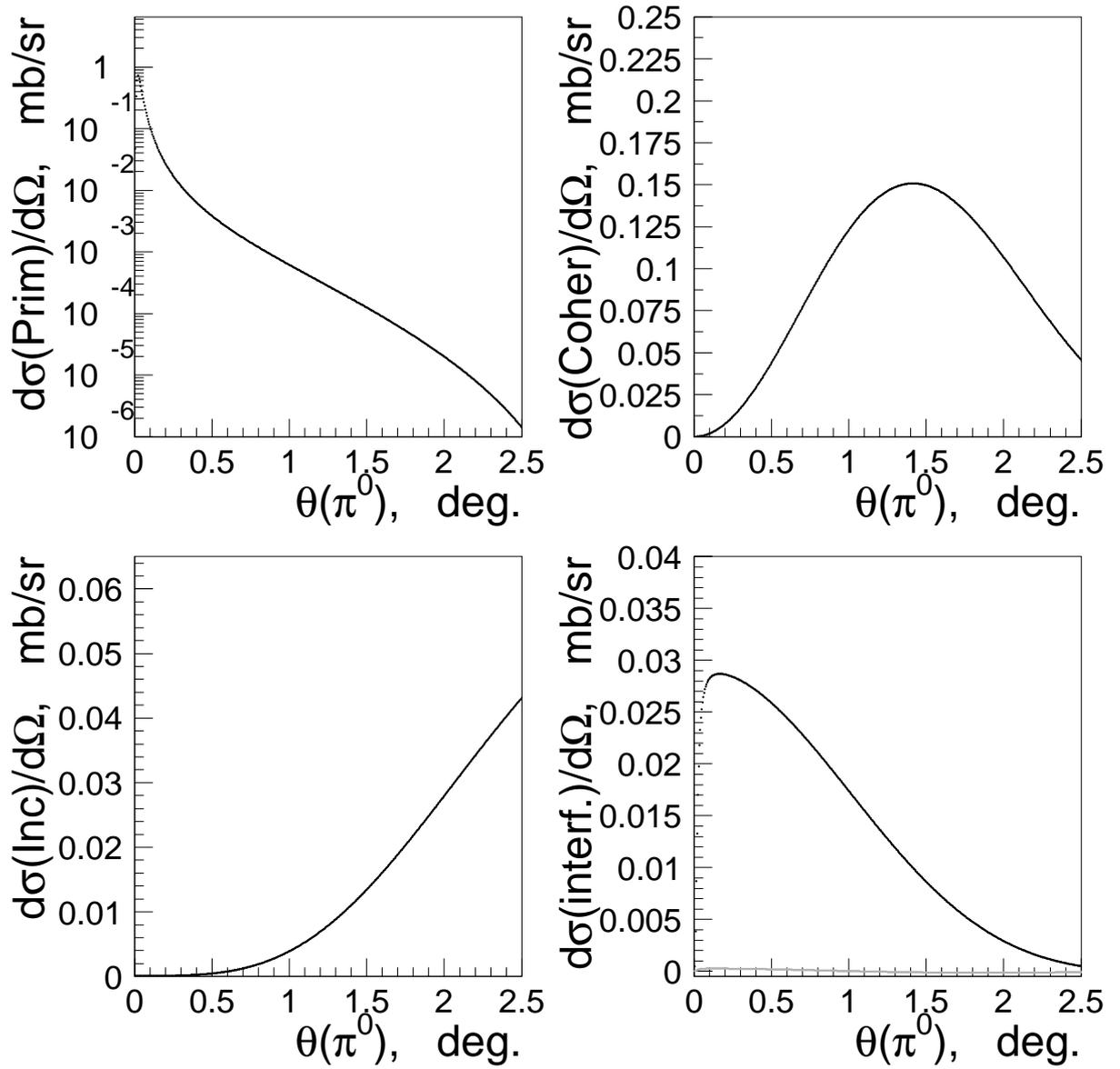


Рис. 1.5. Вид функций-слагаемых формулы 1.1 для C^{12} при энергии пучка 5.2ГэВ

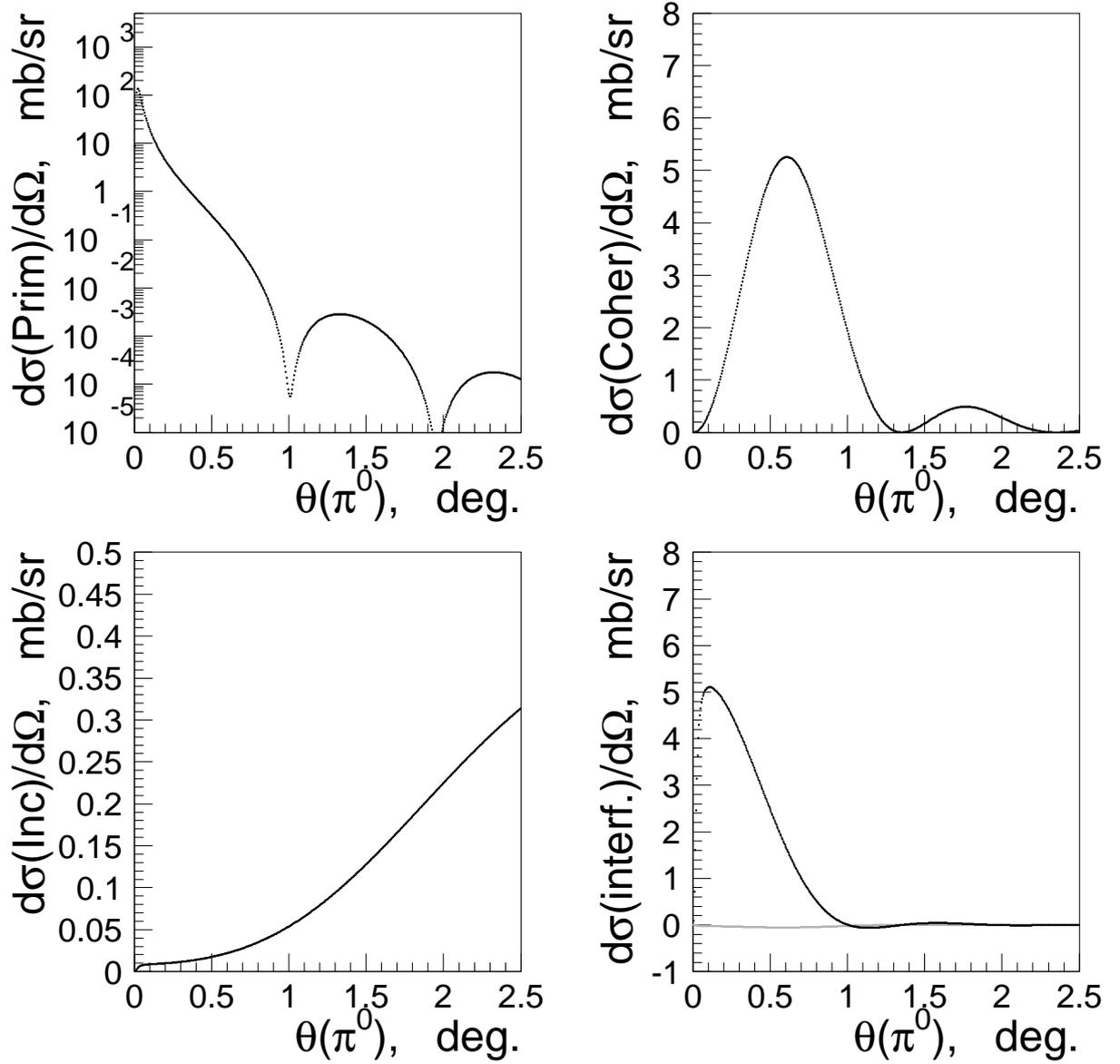


Рис. 1.6. Вид функций-слагаемых формулы 1.1 для Pb^{208} при энергии пучка 5.2ГэВ

Глава 2

Экспериментальная установка PrimEx

2.1. Требования к установке

Целью эксперимента PrimEx, его смыслом и основным отличием от экспериментов-предшественников является высокая точность в измерении сечений и распадной ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Этим и определяются основные требования к экспериментальной установке. Одним из необходимых условий точного измерения сечений является чёткое определение потока пучковых частиц. Другое важное условие – использование химически чистых мишеней с однородными и хорошо известными плотностью и толщиной. В данном случае форма дифференциального сечения чувствительна к спине ядра-мишени и заметно усложняется при ненулевом его значении. Поэтому важно использование не только химически чистых, но еще и моноизотопных мишеней.

Сечение примаковского рождения частицы пропорционально квадратам заряда и электромагнитного формфактора мишени (формула 3, стр.18). Для прецизионного выделения примаковского механизма образования из всех возможных каналов реакции, необходима высокая точность измерения по углу вылета π^0 -мезона, а также как можно более точное теоретическое описание всех механизмов фоторождения π^0 -мезона. Таким образом, достоверность полученного результата для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ и времени жизни нейтрального пиона зависит не только от величины экспериментальных погрешностей, но и от качества применяемого теоретического описания механизмов реакции, а следовательно, и от точности используемых в теории параметров. В данном контексте весьма полезным оказывается получение результата для ядер-мишеней с существенно разным зарядом. Описание механизмов реакции для них будет обладать максимально независимой систематикой, вносимой теоретическими неопреде-

лённостями. С точки зрения экспериментальной задачи прецизионного выделения примаковского механизма необходимо высокое разрешение при измерении формы углового спектра рождающихся частиц. Также существенным является подавление фонов, используя высокое разрешение по энергии π^0 -мезона и его инвариантной массе. При мечении пучка, важно разрешение по времени прихода пучкового сигнала и сигнала регистрации π^0 -мезона.

2.2. Ускоритель лаборатории им. Т.Джефферсона

Вначале коротко расскажем об ускорителе, обеспечивавшем пучок для эксперимента PrimEx. Ускоритель лаборатории им. Т.Джефферсона генерирует непрерывный электронный пучок (Continuous Electron Beam Accelerator Facility – CEBAF). В качестве инжектора ускоритель использует электронный лазер (Free Electron Laser – FEL) и имеет уникальные монохроматичность и геометрические параметры пучка [37], [38]. Рис. 2.1 показывает схематически устройство CEBAF. Пучок электронов с энергией около 60 МэВ инжектируется в основной контур, состоящий из двух линейных ускоряющих участков (по 0.6 ГэВ каждый) и поворотных дуг – полуокружностей радиусом 80.6 м. Общая длина траектории пучка в ускорителе около 1500 м, глубина, на которой проходит пучок под землей – около 25 м. Для ускорения электронов используются сверхпроводящие радиочастотные модули (superconducting radio-frequency (SRF) modules), работающие при частоте ≈ 1.5 ГГц. Для поддержания работоспособности ускорителя сверхпроводящие модули должны постоянно находиться при гелиевых температурах (около 2 К), вне зависимости от того, используется ускоритель в данное время или нет. На выходе ускорителя пучок имеет энергию около 6 ГэВ, интенсивность до 0.2 мА и имеет степень поляризации более 75% (чередующиеся циклы с противоположно направленной поляризацией длительностью около полминуты). Относительный разброс энергии пучковых частиц составляет всего $2.5 \cdot 10^{-5}$. Поперечный размер пучка (среднеквадратичный разброс) $\approx 80 \mu\text{m}$.

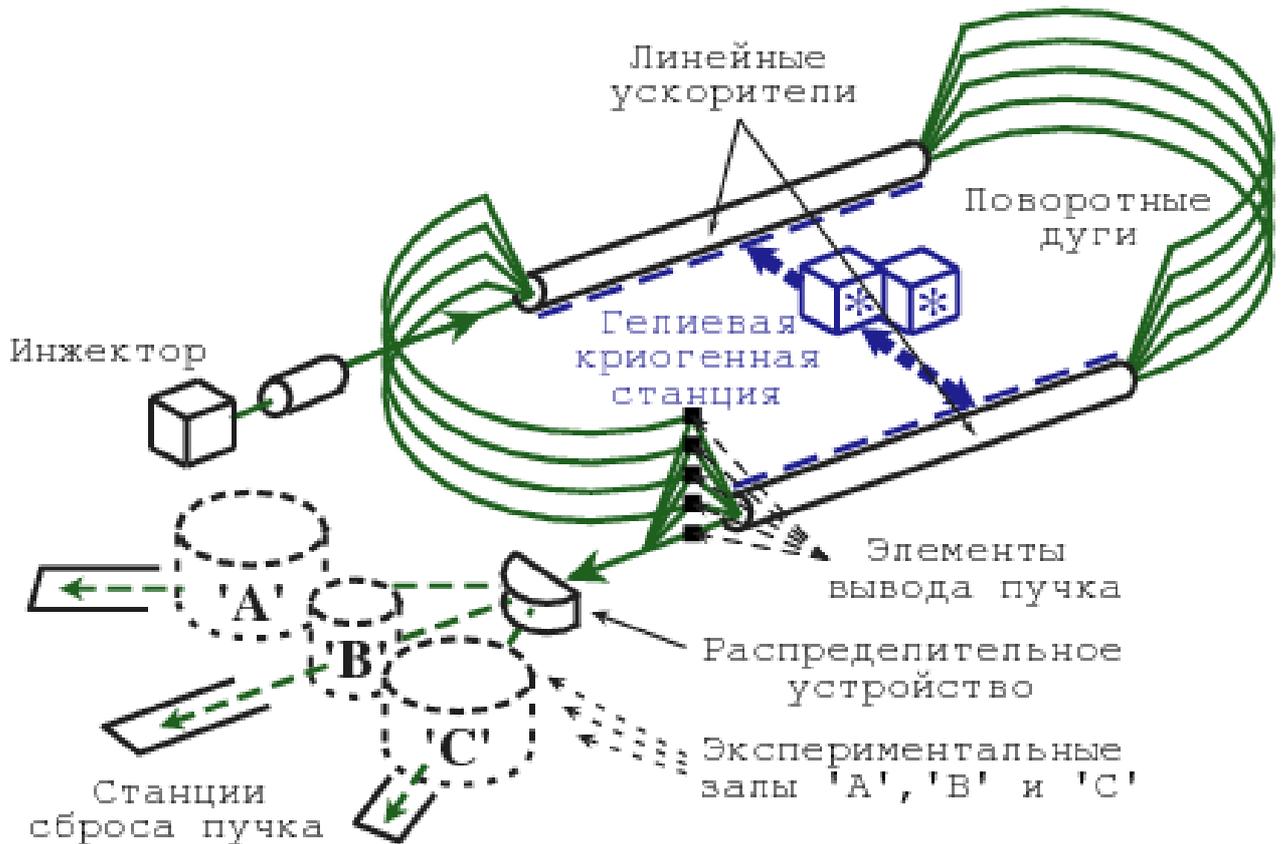


Рис. 2.1. Схема ускорителя CEBAF лаборатории им. Т.Джефферсона

На выходе ускорителя пучок распределяется на три части с разными интенсивностями. Каждая из частей пучка выходит в экспериментальные залы "А", "В" и "С". Эксперимент PrimEx проводился в зале "В". Расстояние от точки разветвления пучков по залам до системы мечения фотонов зала "В" ≈ 50 м.

2.3. Схема установки

Схема установки PrimEx приведена на рис. 2.2. Фотонный пучок, сформированный в системе мечения, проходит по вакуумной трубе через коллиматор, постоянный магнит и попадает в мишень. Непосредственно перед мишенью в пучок может быть введён сканер его профиля. Далее, за мишенью находится дипольный магнит с регулируемым полем. Магнит не пропускает в калориметр заряженную компоненту и является частью спектрометра электрон-позитронных пар. За магнитом этого спектрометра расположена гелиевая камера, заме-

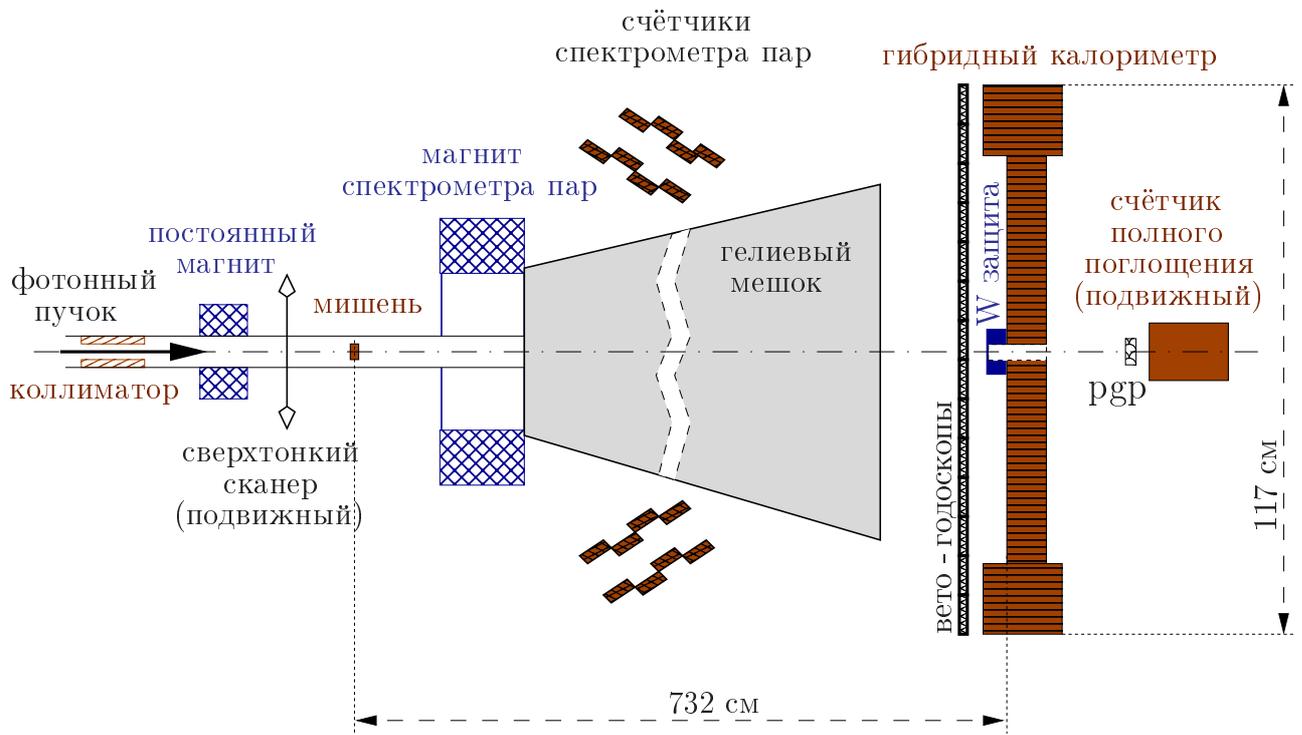


Рис. 2.2. Схема установки PrimEx

щающая воздух и, таким образом, уменьшающая количество вещества на пути непроизводившего пучка и продуктов реакций. Слева и справа от гелиевой камеры установлены вертикальные сцинтилляционные годоскопы спектрометра электрон-позитронных пар. Они регистрируют часть образующихся в мишени (или сканере профиля пучка, если таковой используется) e^+e^- пар, что служит дополнительным монитором потока пучка. Электромагнитный калориметр (HyCal) находится за гелиевой камерой, и регистрирует γ -кванты от распада π^0 -мезонов. Непосредственно перед калориметром установлены вертикальные годоскопы вето-системы и вольфрамовые блоки защиты наиболее близких к центру модулей HyCal. Вето-система позволяет определять наличие заряда у попадающих в калориметр частиц. Блоки защиты задерживают γ -кванты от фоновых процессов в мишени и заметно подавляют общее количество срабатываний триггера, не снижая число регистрируемых распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ от реакций упругого фоторождения. За калориметром, на пути непроизводившего пучка постоянно находится монитор профиля и положения фотонного пучка (PrimEx gamma profiler – pgr). Непосредственно за ним в фотонный пучок мо-

жет быть вдвинут счётчик полного поглощения (Total Absorption Counter – ТАС).

2.4. Система мечения фотонов

Уникальная система мечения и счёта пучковых фотонов, представленная схематически на рис. 2.3, является одной из важнейших частей формирования фотонного пучка. Система преобразует электронный пучок от ускорителя в

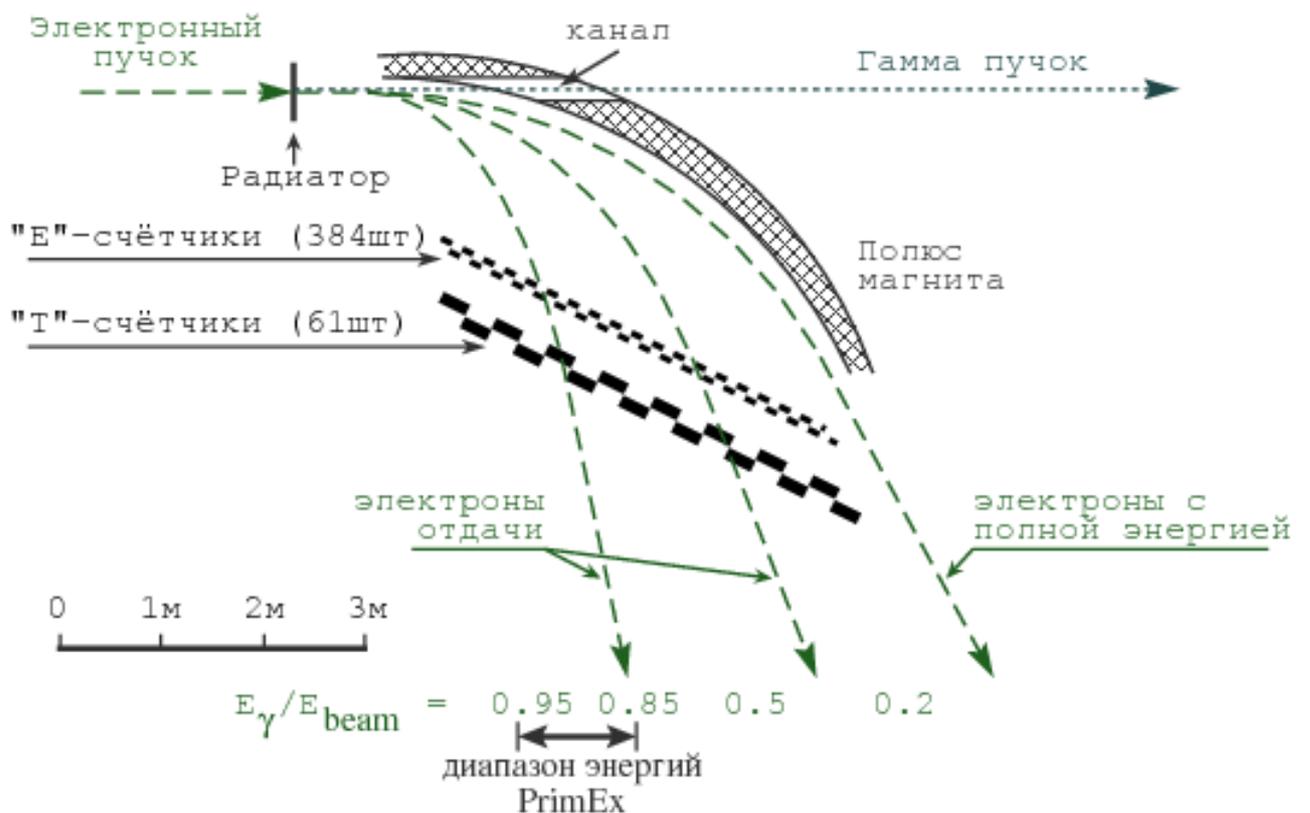


Рис. 2.3. Схема устройства мечения пучковых фотонов, установленного в зале "В" лаборатории им. Т.Джефферсона, использованного экспериментом PrimEx

γ -пучок, имеющий на два-пять порядков меньшую интенсивность (в зависимости от толщины используемого радиатора). Пучок γ -квантов является меченым лишь частично, т.е. только определённая доля его частиц имеет сигнал временной отметки и информацию об энергии. Эта часть пучка и используется в эксперименте. На рис. 2.3 слева вверху показан электронный пучок, проходящий

через радиатор – тонкую золотую фольгу, толщину которой можно менять в диапазоне 10^{-2} - 10^{-5} радиационных длин. Траектории электронов на рисунке для удобства выделены зелёным пунктиром. Перед радиатором расположены два монитора положения и монитор интенсивности электронного пучка (на рисунке не показаны). За радиатором в электронном пучке появляется примесь γ -квантов тормозного излучения (отмечено голубым цветом). Смесь пучков поступает в область магнитного поля, отклоняющего заряженную компоненту. Непровзаимодействовавшие электроны беспрепятственно выходят из системы и попадают в специальный объём, служащий для сброса пучка. Конструкция данного объёма предусматривает ограничение на ток электронного пучка равное величине около 160 нА. Электроны, давшие тормозное излучение, имеют меньшую энергию и летят по более искривлённой траектории в магнитном поле, попадая в сцинтилляционные счётчики, расположенные в два слоя. Слой более широких счётчиков (Т-счётчики) формирует сигнал временной привязки при попадании в них электронов отдачи. Счётчики другого слоя (Е-счётчики) – значительно более узкие и служат для точного определения энергии электрона по его траектории в магнитном поле. Ширины сцинтилляционных пластин счётчиков имеют неодинаковую ширину, подобранную таким образом, чтобы каждый счётчик захватывал примерно одинаковый энергетический диапазон электронов, равный около 1% от энергии пучка для Т-счётчиков, и $\approx 0.15\%$ – для Е-счётчиков. Все счётчики имеют незначительную область перекрытия для исключения появления ”мёртвых” зон. γ -кванты, образованные в радиаторе, проходят по каналу диаметром 6 см в сердечнике магнита, попадая в трубу с мишенями. Электронный и фотонный пучки находятся в вакууме. Снизу на рисунке для иллюстрации дана масштабная шкала и указана энергия образуемых γ -квантов для разных траекторий электронов (в долях от энергии первичного электронного пучка). Стрелкой показана граница диапазона энергий, используемого в эксперименте PrimEx.

Энергия γ -квантов вычисляется по разности между энергией электронно-

го пучка и электрона отдачи (информация от Е-счётчиков), образуемого в акте тормозного излучения, и имеет рекордную погрешность – порядка 0.2%. Регистрация электрона отдачи заключается в совпадении по времени (в диапазоне порядка десятой наносекунды) сигналов от геометрически перекрывающихся Е- и Т-счётчиков, при этом формируется сигнал временной отметки. Разрешение этого сигнала, снимаемого с Т-счётчиков, имеет величину порядка десятой доли наносекунды. Мёртвое время для Е-счётчиков около 25 нсек. Используемые время-цифровые преобразователи (ВЦП) способны запоминать одновременно большое количество срабатываний (multihit TDC), что радикально снижает мёртвое время детектора. При считывании эти ВЦП хранят информацию о срабатываниях в течение предыдущих 16-ти мксек, позволяя точно вычислять мгновенные значения интенсивности пучка и интегральную светимость эксперимента.

2.5. Свойства электронного и гамма пучков

Основными свойствами пучка являются его импульс, интенсивность, состав, геометрическое положение в пространстве, направление, угловая расходимость и стабильность этих параметров во времени. Электронный пучок СЕВАФ является монохроматичным со стабильным во времени значением импульса (отклонение импульса от среднего за счёт немонохроматичности и флуктуаций во времени, как было сказано выше, много меньше десятой доли процента). Ток электронного пучка, выводимого в зал "В", может меняться в пределах от 10 нА до 150 нА. Во время набора статистики по фоторождению π^0 -мезона, были выполнены сеансы с током от 50 нА до 130 нА. Основная статистика, использованная в данном анализе, набрана при токе электронного пучка 100–130 нА. Величина тока во время сеанса выдерживалась с точностью на уровне процента. Интенсивность фотонного пучка пропорциональна току электронного пучка. В сеансах набора физических данных PrimEx интенсивность фотонного пучка

примерно на три порядка ниже интенсивности электронного. Энергетический спектр фотонного пучка имеет типичное тормозное распределение $\sim \frac{1}{E}$ заканчивающееся на энергии электронного пучка. Нейтральный пучок целиком состоит только из фотонной компоненты (примесь нейтронов ничтожно мала).

Геометрические параметры пучка и их стабильность во время осеннего сеанса 2004г. эксперимента PrimEx были изучены и изложены в [39]. Центр фотонного пучка проходит через центр мишени. Угловая расходимость γ -пучка имеет значение – 100–200 мкрад, связанное с его тормозной природой. Расходимость электронного пучка, в сравнении с этой величиной, пренебрежимо мала. Стабильность пучка в используемых для анализа сеансах составляла доли миллиметра для положения, сотые доли миллирадиана для наклона и около 15% для величины расходимости. Более подробно стабильность геометрических параметров пучка и её мониторинг изложены в разделах 3.5 и 5.12.

Энергия электронного пучка была равной 5.765 ГэВ и выдерживалась с высокой точностью (не хуже 0.01 %). Энергия фотонного пучка, генерируемого системой мечения, представлена в таблице 2.1 для каждого из используемых E-счётчиков. В использованных для анализа сеансах в системе мечения был установлен радиатор "B" (золотая фольга толщиной 10^{-4} рад. длин, используемая для образования тормозных γ -квантов пучковыми электронами). Для специальных сеансов использовались радиаторы "C" и "D" (фольги толщиной $\sim 10^{-5}$ рад. длин). Ток электронного пучка для сеансов по фоторождению π^0 -мезона менялся в пределах 80–130 нА, для измерения эффекта Комптона – 5–15 нА, для сеансов по рождению пар – 1–6 нА, в калибровочных сеансах и сеансах по контролю эффективности работы системы мечения – 50–100 пА. Величина тока в течение сеанса могла меняться в пределах 5 %. Стабильность положения и расходимости пучка обсуждаются подробно в разделе 5.12.

Таблица 2.1. Энергия фотонного пучка для Е-счётчиков системы мечения

номер Е-счётчика	энергия, [ГэВ]	номер Е-счётчика	энергия, [ГэВ]	номер Е-счётчика	энергия, [ГэВ]
1	5.49871	39	5.30126	77	5.08859
2	5.48989	40	5.29550	78	5.08300
3	5.48574	41	5.29031	79	5.07724
4	5.48061	42	5.28454	80	5.07182
5	5.47658	43	5.27907	81	5.06588
6	5.47127	44	5.27319	82	5.06017
7	5.46735	45	5.26794	83	5.05452
8	5.46222	46	5.26218	84	5.04899
9	5.45819	47	5.25699	85	5.04357
10	5.45288	48	5.25111	86	5.03769
11	5.44862	49	5.24575	87	5.03221
12	5.44343	50	5.24010	88	5.02650
13	5.43916	51	5.23450	89	5.02080
14	5.43392	52	5.22862	90	5.01526
15	5.42942	53	5.22321	91	5.00944
16	5.42394	54	5.21761	92	5.00396
17	5.41922	55	5.21231	93	4.99802
18	5.41391	56	5.20654	94	4.99278
19	5.40907	57	5.20101	95	4.98667
20	5.40348	58	5.19536	96	4.98108
21	5.39858	59	5.18971	97	4.97531
22	5.39316	60	5.18395	98	4.96983

продолжение таблицы на следующей странице

Продолжение таблицы 2.1

номер Е-счётчика	энергия, [ГэВ]	номер Е-счётчика	энергия, [ГэВ]	номер Е-счётчика	энергия, [ГэВ]
23	5.38826	61	5.17841	99	4.96436
24	5.38255	62	5.17282	100	4.95853
25	5.37753	63	5.16752	101	4.95300
26	5.37206	64	5.16158	102	4.94729
27	5.36704	65	5.15616	103	4.94158
28	5.36128	66	5.15051	104	4.93599
29	5.35615	67	5.14486	105	4.93023
30	5.35055	68	5.13932	106	4.92475
31	5.34542	69	5.13350	107	4.91881
32	5.33954	70	5.12774	108	4.91345
33	5.33435	71	5.12220	109	4.90740
34	5.32859	72	5.11661	110	4.90215
35	5.32357	73	5.11125	111	4.89598
36	5.31769	74	5.10543	112	4.89039
37	5.31239	75	5.09989	113	4.88463
38	5.30651	76	5.09418	114	4.87915

2.6. Система коллимации пучка

Перед мишенью установлена система коллимации пучка, служащая для задержания незначительного гало. В вакуумной трубе диаметром 7.6 см, через которую проходит пучок, находится стальной коллиматор и постоянный магнит с горизонтально ориентированным полем. Коллиматор имеет диаметр 1.27 см, длину ≈ 34 см (около 19 радиационных длин), его задний край удалён от мише-

ни на 120 см. Постоянный магнит отклоняет примесь заряженных частиц, образованных от контакта гало пучка с коллиматором. Длина магнита вдоль оси пучка ≈ 18 см, расстояние от центра постоянного магнита до мишени ≈ 96 см.

2.7. Мишень

Мишень, обычно связываемая с центром системы координат PrimEx, находится на расстоянии около 650 см от радиатора системы мечения пучка и установлена в специальном держателе – колесе с отверстиями. Образцы мишеней закреплены в отверстиях держателя, позволяющего при необходимости, поворотом колеса быстро сменить мишень.

Четыре различных мишени использовались экспериментом PrimEx в ходе сеанса 2004г. Параметры мишеней были тщательно измерены и результаты подробно изложены в [25, 40]. На основании этих данных, в Таблице 2.2 приводятся параметры мишеней, использованных в данном анализе.

Мишени имеют цилиндрическую или прямоугольную форму с поперечным размером около одного дюйма (2.54 см). Наиболее используется в анализе и наиболее детально изучена углеродная мишень, выполненная из отожжённого графита и имеющая естественный изотопный состав. Её анализ выявил содержание химических элементов примесей общей массовой долей 0.37%. Наиболее представлены примеси кислорода (0.19%), водорода (до 0.10%) и азота (до 0.05%). Кроме того, в значительно меньших концентрациях, были обнаружены примеси ещё 72-х элементов. Неоднородность по толщине, указанная для этой мишени в Таблице 2.2 и используемая в анализе, вычислена как максимальное отклонение от среднего значения. Плотность углеродной мишени измерена с точностью 0.014%. Просвечивание аналогично изготовленной мишени, γ -квантами от источника ^{241}Am (энергия 60 кэВ) выявило неоднородности в плотности мишени по её площади, возможно, связанные с наличием микроскопических полостей (микропор). Величина этих неоднородностей, оцененная как среднеквадратич-

ное отклонение от среднего, составила величину 0.62% для центральной части мишени (области радиусом около 0.5 см, через которую проходит более 90% пучковых частиц).

Остальные мишени представляют собой фольги. Для них величина отклонения толщины, представленная в Таблице 2.2, дана как среднеквадратичное отклонение от средней величины для центральной части мишени. Флуктуации толщины и плотности для мишеней из олова и свинца измерены косвенно, путём измерения поглощения гамма излучения от источника ^{241}Am . Эти мишени обогащены указанными в Таблице 2.2 изотопами. Все мишени, кроме бериллиевой, были использованы в сеансах по фоторождению π^0 -мезона и выполнены на базе изотопов с бесспиновыми ядрами.

В сеансах по регистрации распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ использовались мишени с бес-

Таблица 2.2. Свойства мишеней, использованных в эксперименте PrimEx

материал мишени	^9Be	^{12}C	^{120}Sn	^{208}Pb	
спин ядра (S)	1/2	0	0	0	
заряд ядра (Q)	4	6	50	82	
атомный вес (μ)	г/моль	9.012	12.011	119.9	208.0
плотность (ρ)	г/см ³	1.848	2.1979	7.39	11.39
средняя толщина мишени (l)	см	0.1791	0.96600	0.05863	0.03059
отклонение толщины ($\sigma(l)$)	%	0.13	0.039	0.41	0.38
толщина мишени в единицах радиационной длины (x)	$\times X_0$ %	0.5	5.0	5.0	5.0
массовое содержание основного изотопа (η)	%	~ 100	98.8	> 98	99.09
концентрация атомов на единицу площади ($\frac{\rho l N_a}{\mu}$)	$\times 10^{21}$ см ⁻²	22.08	106.5	2.178	1.009

спиновыми ядрами – ^{12}C , ^{120}Sn , ^{208}Pb (см. Таблицу 2.2, стр. 46). Ввиду ограниченности времени набора данных мишень Sn не была представлена статистической, достаточной для проведения прецизионного измерения и была исключена из дальнейшего анализа. Измерение эффекта Комптона проводилось на Be и C мишенях. В сеансах по рождению пар были использованы Be, C и Pb мишени.

Для измерения фонов, не связанных с взаимодействием пучка с мишенью, были проведены сеансы при такой же конфигурации установки, как и для основных физических измерений, но с удалённой мишенью (т.н. "empty target" сеансы).

В калибровочных сеансах и сеансах по контролю эффективности системы мечения мишень была также удалена.

2.8. Электромагнитный калориметр

Гибридный электромагнитный калориметр HyCal (Hybrid Calorimeter) был собран в 2000–2004 гг. [28, 41] и является основной частью установки PrimEx. На рис. 2.4 приведён фотоснимок калориметра, сделанный по окончании сборки его модулей.

Калориметр состоит из 1152 сцинтилляционных модулей вольфрамата свинца PbWO_4 (центральная часть) и 576 модулей свинцового стекла ТФ-1 (периферия). Использование кристаллов PbWO_4 как материала для изготовления калориметра является сравнительно новым. В последнее время развитие технологии их изготовления позволило увеличить световыход, и, самое главное, сократить время высвечивания (см. например [42]). При этом сохраняется высокая радиационная стойкость, что важно в условиях данного эксперимента с большой интенсивностью фотонного пучка. ВольфраMAT свинца даёт заметно лучшие показатели для разрешения, чем свинцовое стекло. Однако этот материал является дорогим (порядка миллиона долларов для кристаллов центральной части данной конструкции) и построение всего калориметра из него увеличило

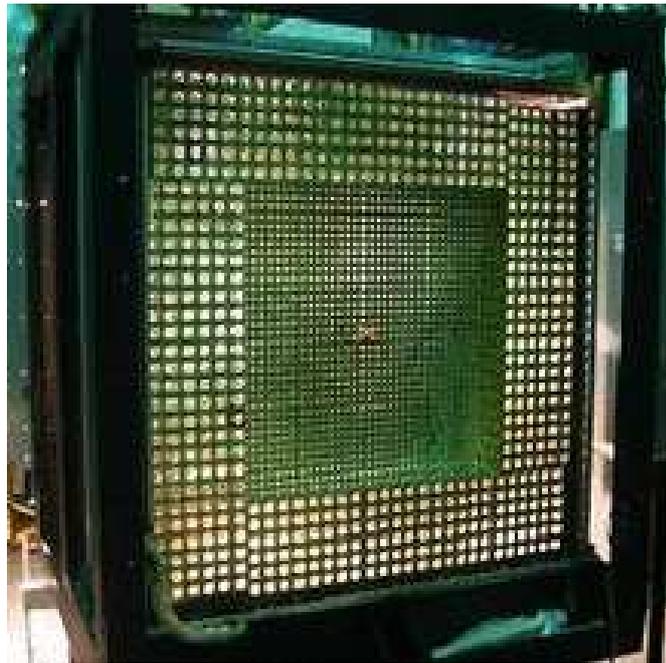


Рис. 2.4. Фотография калориметра NuCal в сборе без системы светомониторирования, защитной панели и вето-счётчиков

бы стоимость в несколько раз. Поэтому для внешней части калориметра применён "традиционный" материал – свинцовое стекло. Таким образом, данная гибридность в несколько раз снижает стоимость, не уменьшая аксептанс всего калориметра и добавляя активную площадь за счёт более дешёвого материала. Одновременно бóльшая часть полезных событий регистрируется с улучшенным разрешением, характерным для кристаллов PbWO_4 . NuCal является первым работающим в эксперименте калориметром на основе вольфрамата свинца.

Калориметр удалён от мишени на расстояние 732 см и имеет поперечные размеры 117 см x 117 см. В центре калориметра сделано отверстие 2 x 2 модуля для прохождения непрореагировавшего пучка. Данная геометрия позволяет регистрировать распад π^0 -мезона в мишени на два γ -кванта с достаточно высокой эффективностью $\sim 50\%$ для основного диапазона углов вылета упругих π^0 -мезонов $0^\circ - 1.5^\circ$.

Передняя поверхность периферийных модулей выступает вперёд относительно передней поверхности модулей центральной части на 9.74 см. Это сделано для уменьшения утечек через свободную заднюю часть боковой грани моду-

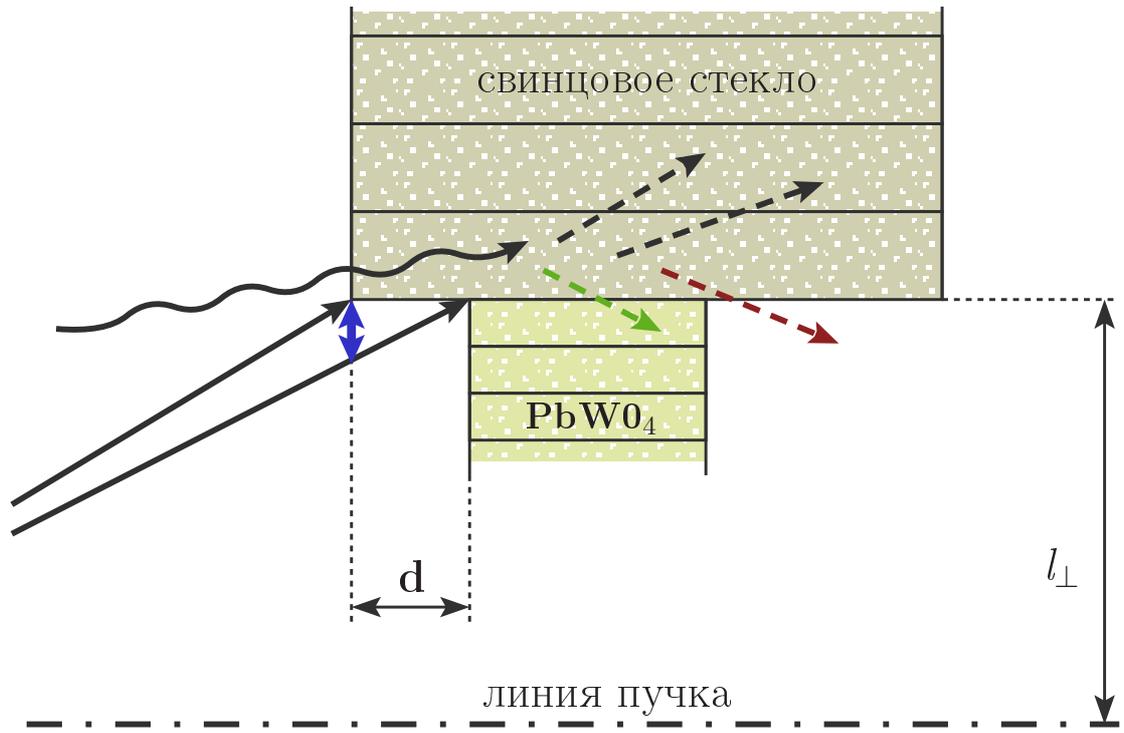


Рис. 2.5. Граница раздела кристалл-стекло гибридного калориметра и её особенности

лей из свинцового стекла, граничащих с центральной частью калориметра. Эти модули значительно более длинные и лёгкие чем модули центральной части на основе PbWO_4 (см. Таблицу 2.3 ниже); они также выступают и с задней стороны калориметра относительно центральных модулей. Наглядно ситуация на границе раздела кристалл-стекло изображена на рис. 2.5. Волнистая линия изображает частицу, попадающую в калориметр вблизи раздела двух сред. Пунктирные в толще калориметра показывают направления развития электромагнитного ливня. Красная стрелка – возможные утечки ливня, зелёная стрелка – утечки предотвращены за счёт описанного выдвигания вперёд менее плотного и более длинного массива свинцового стекла и, как следствие, более раннего развития ливня. Отметим здесь, что недостатком такого способа борьбы с утечками для калориметра, близко расположенного к мишени, является наличие небольшой зоны, в которой восстановленная поперёк границы раздела координата не зависит от угла вылета частицы из мишени. На рисунке эта зона отмечена синей двунаправленной стрелкой между двумя векторами, проведёнными из мише-

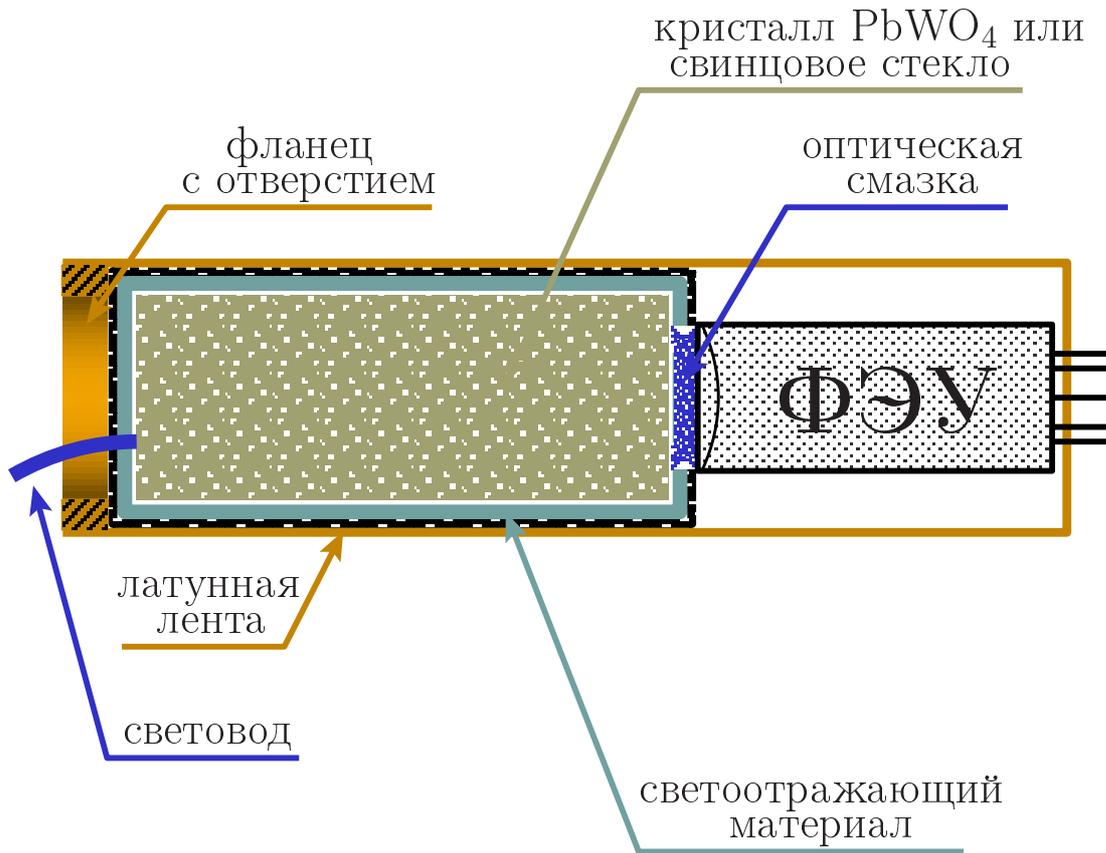


Рис. 2.6. Схема модуля калориметра NuCal в разрезе

ни. Угловая ширина такой зоны (для проекции угла поперёк границы раздела сред) равна $\theta_{\perp} = \frac{d \cdot l_{\perp}}{z^2}$, где d – величина выдвигания одной поверхности относительно другой, l_{\perp} – расстояние от оси пучка до границы раздела сред, z – расстояние от мишени до поверхности калориметра. Для условий данного эксперимента ширина такой зоны составляет 0.64 мрад, что эквивалентно полосе шириной почти полсантиметра на поверхности калориметра. При этом сама граница раздела сред видна из мишени под углом ~ 48 мрад.

Основные характеристики и размеры модулей калориметра NuCal приведены в Таблице 2.3. Конструктивно модуль калориметра показан на рис. 2.6. Для улучшения светосбора применена двойная обёртка. Внутренняя часть обёртки кристаллов выполнена материалом белого цвета VM2000 фирмы 3M толщиной ≈ 63 мкм и дающий наилучшие показатели светосбора с вольфрамом

Таблица 2.3. Параметры модулей калориметра NuCal

материал		кристалл	стекло
		PbWO ₄	ТФ-1
природа света		сцинтилляц.	черенковский
плотность	г/см ³	8.28 ± 0.02	3.84 ± 0.01
радиационная длина	см	0.89 ± 0.01	2.73 ± 0.03
радиус Мольера	см	2.1 ± 0.1	3.4 ± 0.1
длина волны максимума световыхода	нм	~ 420 [†]	–
время высвечивания	нсек	15 ± 5 [†]	2–3
световыход	фотон/МэВ	~ 80 [†]	~20
температурная зависимость световыхода	%/°C	-1.9 [†]	–
показатель преломления		2.23 ± 0.06 [†]	1.65 ± 0.01 [†]
длина поглощения света	см	~ 100 [†]	~ 100 [†]
поперечные размеры модуля	см x см	□ 2.05 x 2.05	□ 3.82 x 3.82
разброс поперечных размеров	см	± 0.0016	± 0.01
продольная длина	см	18.0	45.0
разброс продольной длины	см	+0.03 –0.00	± 0.05

[†] – для основной компоненты сцинтиллятора или усреднённое по спектру значение для черенковского света

свинца среди всех испытанных в процессе конструирования материалов [43]. Внешний светоизолирующий слой выполнен на основе материала Teddlar (чёрного цвета) толщиной 38 мкм. Кристаллы просматриваются фотоумножителями Hamamatsu-R4125HA. Поскольку световыход кристаллов PbWO₄ довольно

сильно зависит от температуры (см. Таблицу 2.3), весь калориметр находится в условиях постоянной температуры около 14.0°C , выдерживаемой с точностью 0.1°C с помощью системы термостатирования. Порог приемлемой для анализа регистрации γ -квантов сцинтилляционными модулями калориметра – около 50 МэВ. Периферийные модули на основе свинцового стекла обёрнуты в алюминированный майлар толщиной 25 мкм, а также, как и кристаллы, в светоизолирующий материал Teddlar и просматриваются фотоумножителями ФЭУ-84-3. Для улучшения оптического контакта между ФЭУ и блоком калориметра (кристаллом или свинцовым стеклом) применена оптическая смазка Dow Corning Q2-3067, имеющая показатель преломления 1.4658 для оранжевого света основного дублета натрия (589.0 нм, 589.6 нм). Механическое крепление и прижатие ФЭУ к блоку калориметра осуществлено с помощью латунной ленты шириной 1.27 см для кристаллов и 2.54 см для свинцового стекла и толщиной 25 мкм, обёрнутой вокруг вертикальных боковых граней блоков. В горизонтальном направлении (поперек линии пучка) каждый слой модулей стянут такой же латунной лентой (по две ленты на слой). Спереди блоков расположен латунный фланец, к которому припаяна латунная лента. Фланец имеет толщину 0.2 см, внешнюю форму квадрата и широкое круглое отверстие. Для кристаллов сторона квадрата – 2.0 см, диаметр отверстия – 1.27 см. Для модулей из свинцового стекла – сторона квадрата – 3.81 см, диаметр отверстия – 2.54 см.

К модулю подходят два сигнальных кабеля – к аноду и последнему диноду ФЭУ, высоковольтные кабели питания ФЭУ, а также оптоволокно (к передней поверхности). Сигнал от анодов модулей калориметра поступает через длинные кабели RG58 с задержкой 300 нсек к АЦП Fastbus крейтов. В качестве АЦП используются 14-битные зарядочувствительные АЦП LeCroy 1881M с временем интегрирования 240 нсек. Сигналы от последних динодов суммируются по группам 6 x 6 модулей (для кристаллов некоторые группы имеют меньшее число модулей – 30 или 24). На рис. 2.7 ниже показана схема их группировки. Сигналы от таких групп суммируются: для модулей из свинцового стекла

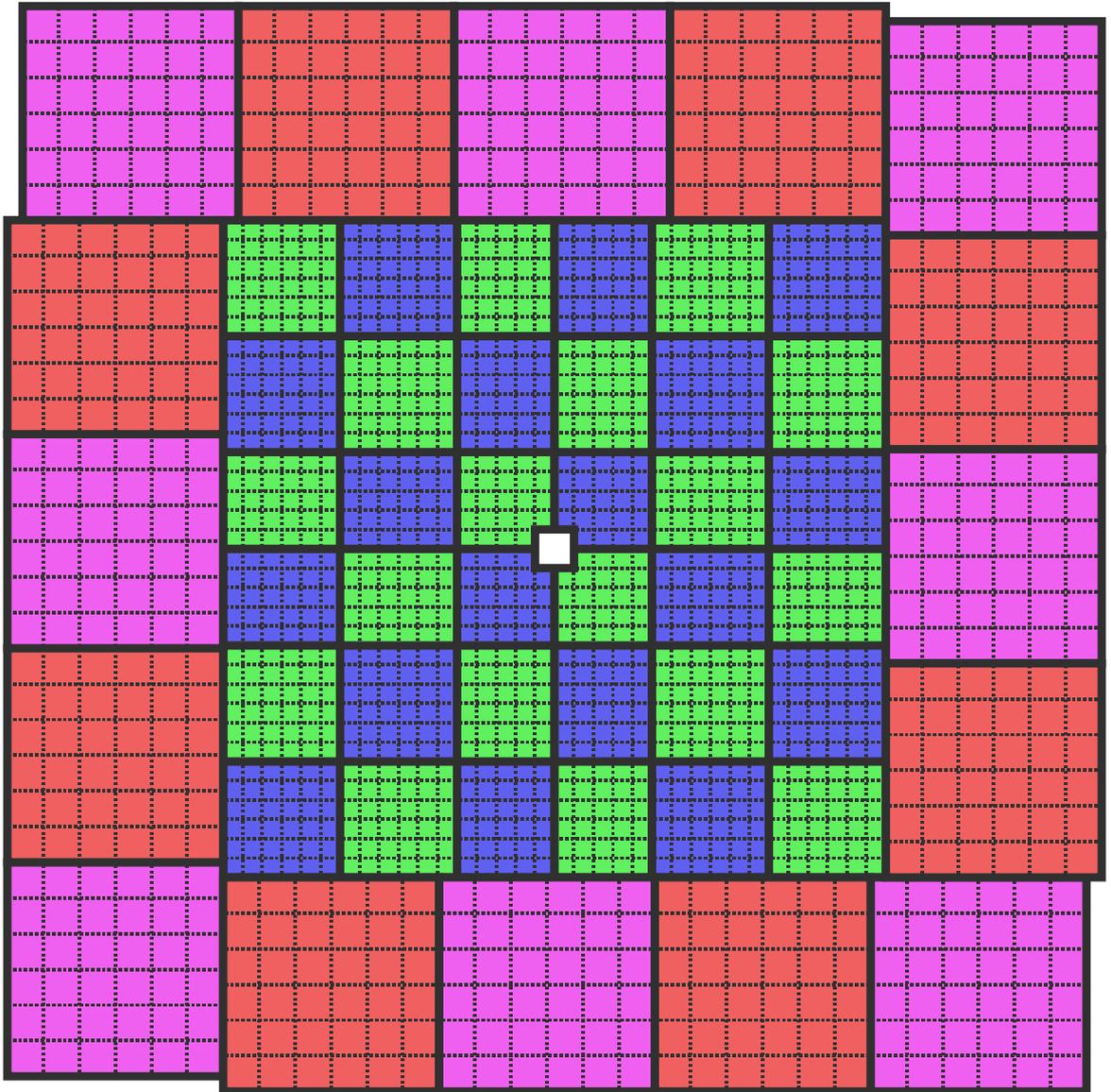


Рис. 2.7. Схема группировки модулей калориметра для первичного суммирования диодных сигналов.

– отдельно по четырём секторам, для модулей на основе кристаллов – в семь горизонтальных и семь вертикальных полос. Сигнал от каждой полосы проходит через дискриминатор первого уровня с порогом соответствующим энерговыделению 0.5 ГэВ. После этого сигналы от горизонтальных полос центральной части и от секторов внешней части суммируются и принимают участие в формировании сигнала полной суммы от всего калориметра (“HyCal TotalSum”).

Сигнал "HyCal TotalSum", проходя дискриминатор второго уровня (с порогом, задаваемым с пульта управления), используется в качестве одного из первичных триггерных сигналов (см. раздел 2.15).

Временное разрешение диодных сигналов составило 0.6–0.8 нсек для фотоумножителей Hamamatsu-R4125HA и 1.6–2.3 нсек для ФЭУ-84-3. Из-за некоторого разброса в задержке прихода сигнала для разных модулей калориметра, временное разрешение суммарного триггерного сигнала "HyCal TotalSum" было несколько хуже и составило 1.2 ± 0.1 нсек в случае прихода сигнала из центральной части калориметра (кристаллы вольфрамата свинца с фотоумножителями Hamamatsu-R4125HA) и 2.7 ± 0.2 нсек, если сигнал приходил из внешней части калориметра. В случае, если сигнал "HyCal TotalSum" поступал из разных частей калориметра (энерговыведение делилось между внешней и внутренней частями), его временное разрешение имело промежуточное значение.

Размеры кристаллов тщательно промерены до сборки калориметра, их разброс приведён в Таблице 2.3. После сборки были измерены положения центров всех модулей. Эти данные занесены в общую онлайн базу данных эксперимента и используются в последующей реконструкции событий. Данные измерения показывают возможное наличие небольшой воздушной прослойки между модулями толщиной до 10–20 мкм, по-видимому, нерегулярной формы (складки). Из-за сильного сжатия под собственным весом толщина воздушной прослойки между горизонтальными гранями модулей различна для разных слоёв и несколько меньше, чем между вертикальными.

Как уже было упомянуто выше, внутренний, наиболее близкий к пучку ряд модулей калориметра, расположенный вокруг центрального отверстия (имеющий форму квадрата, содержащего 12 модулей вольфрамата свинца), закрыт спереди вольфрамовыми блоками. Блоки расположены вплотную к модулям калориметра и имеют продольную длину 6 см (около 17 рад. длин). В поперечном направлении размеры блоков защиты совпадают с размерами закрываемых ими модулей. Для калибровки в прямом гамма-пучке, блоки защиты имеют зашто-

риваемые отверстия диаметром 3.2 мм. Применение подобных блоков защиты заметно снижает количество приходящих от калориметра триггерных сигналов: "засветка" калориметра сильно растёт с уменьшением угла вылета из мишени, так что закрытые модули, являются наиболее загруженными фоном. В то же время практически все γ -кванты от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ для примаковского механизма рождения (углы вылета π^0 -мезонов менее 0.5°) не будут попадать в закрытую защитными блоками зону при условии, что γ -квант-"партнёр" от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ также попадает в калориметр. Таким образом, закрытые защитной модули служат только для регистрации части электромагнитных ливней от частиц, попавших в соседнюю область. Данная оригинальная конструкция позволяет заметно уменьшить скорость набора данных и их общий объём при незначительной потере полезных событий.

Сборка всех модулей калориметра находится в корпусе с поперечными размерами 158 см x 158 см и стянута с боков толстыми (толщиной ≈ 1.6 см) стальными пластинами. Спереди, на расстоянии 30 см от поверхности кристаллов, сборка закрыта защитным алюминиевым листом толщиной 3.2 мм, с квадратным отверстием 4 см x 4 см для прохождения пучка. Отверстие в калориметре закрыто изнутри алюминиевой вставкой той же толщины.

В режиме набора физических данных калориметр стоит на неподвижной опоре. Во время специальных калибровочных сеансов вся конструкция массой около 6-ти тонн переставляется на платформу, способную передвигаться в горизонтальном и вертикальном направлениях, так чтобы любой модуль калориметра можно было расположить на линии пучка. В положении на подвижной платформе калориметр находится на ≈ 130 см ближе к мишени, чем в основном.

Для контроля изменений в амплитудном отклике модулей в процессе работы калориметра, применена система мониторинга [44, 45], состоящая из источника и распределителя света, световодов и реперных фотодетекторов. Световоды оптически соединены с модулями калориметра. Импульсы контрольного светового сигнала подавались в течение 15 сек примерно один раз в час.

2.9. Вето-годоскопы

Непосредственно перед калориметром расположена система сцинтилляционных вето-годоскопов. Система состоит из 12-ти вертикальных пластин, просматриваемых с обеих сторон ФЭУ XR2262B Photonis. Материал пластин – сцинтиллятор Vicron BC-408 с малым временем высвечивания – 0.9 нсек и длиной поглощения света ≈ 2 м. Пластины расположены в один ряд на расстоянии около 40 см от передней поверхности кристаллов калориметра, имеют ширину 10 см, толщину 0.5 см (1.2% радиационной длины) и длину 120 см. Они обёрнуты светоотражающим материалом Tyvek и чёрным светоизолирующим материалом Teddlar. Вокруг оси пучка в пластинах сделано отверстие в форме квадрата со стороной 5 см.

Горизонтальная координата прошедшей заряженной частицы определяется по номеру сработавшей пластины, вертикальная – по разности времён прихода сигналов от верхнего и нижнего ФЭУ. Разрешение по вертикальной координате около 4 см. Система позволяет эффективно (эффективность $\approx 95\%$) метить кластеры калориметра вызванные попаданием заряженных частиц. При этом вероятность ложной идентификации γ -квантов как заряженных частиц из-за конверсии в пластинах вето-годоскопов и на пути до них, а также из-за обратной утечки электромагнитных ливней – 1.0–1.2% для большей части поверхности калориметра.

2.10. Спектрометр электрон-позитронных пар

Спектрометр включает в себя дипольный магнит, находящийся за мишенью и вертикальные сцинтилляционные годоскопы. Поле магнита вертикальное и регулируется изменением величины и полярности тока в его обмотках. Магнит имеет размеры 209.6 x 116.2 x 91.4 см по горизонтали, вертикали и вдоль оси пучка соотв., расстояние от мишени до центра магнита 55.7 см. Зазор магни-

та – 45.4 x 20.3 см (горизонтально и вертикально соотв.). Максимальный ток, подаваемый в его обмотки во время сеансов был 3210 А.

Годоскопы спектрометра образуют два плеча, находящихся слева и справа от оси пучка. Каждое плечо состоит из двух рядов по 8 вертикальных сцинтилляционных пластин, расположенных друг за другом на расстоянии 45.7 см. Пластины в каждом ряду расположены в шахматном порядке с незначительной областью перекрытия, что позволяет избежать возможные зазоры между ними. Расстояние от оси пучка до начала ряда ≈ 31 см. Размеры пластин (длина, ширина, толщина) – 7.5 x 2.4 x 0.5 см для передних рядов и 9.3 x 3.1 x 2.0 см – для задних. Материал пластин, как и для вето-годоскопов (см. раздел 2.9), – сцинтиллятор Vicron BC-408.

Пластины просматриваются ФЭУ с одного из торцов. Геометрия спектрометра позволяет регистрировать e^+e^- пары, рождающиеся в мишени или сканере пучка, с эффективностью несколько процентов в зависимости от величины поля в магните. Стабильность поля обеспечивает постоянство этой эффективности и позволяет использовать спектрометр электрон-позитронных пар в качестве дополнительного монитора потока пучковых частиц, что важно для точного измерения сечений. Данные спектрометра записывались в регистрируемые физические события вместе с информацией от остальных приборов.

В сеансах по фоторождению π^0 -мезона магнитное поле, установленное в магните спектрометра электрон-позитронных пар было максимальным и имело величину 1.6 Тл (соотв. величина тока обмоток – 3210 А). Сила тока в обмотках магнита выдерживалась с точностью на уровне десятой доли ампера. Поле было подобрано таким образом, чтобы заряженные частицы с максимально возможной энергией отклонялись (в горизонтальном направлении) за пределы калориметра. Такое же поле устанавливалось в калибровочных сеансах и сеансах по контролю эффективности работы системы мечения. В сеансах по регистрации эффекта Комптона магнитное поле было полностью выключено и электроны могли беспрепятственно попадать в калориметр. При этом e^+e^- пары, образу-

ющиеся в мишени, летели вдоль оси пучка и не попадали в калориметр (не ”раскрывались”). При проведении сеансов по рождению электрон-позитронных пар магнитное поле имело промежуточное значение – 10...28 % от максимального значения (соотв. ток обмоток магнита – 300...900 А). Таким образом основная часть пар попадала в калориметр, ”засвечивая” узкую горизонтальную область слева и справа от центра.

2.11. Сканер профиля фотонного пучка

Между постоянным магнитом и мишенью (на расстоянии 65 см спереди от мишени) в пучок может быть введён т.н. сканер профиля (superharp scanner). Сканер позволяет измерять поперечный профиль пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях. Основанием сканера является вилка, ориентированная под углом 45° к горизонту поперек пучка. Между пластинами вилки – зазор величиной 2.54 см, в котором натянуты три вольфрамовые нити. Крайние нити ориентированы вертикально, центральная – горизонтально. Когда вилка выдвигается в направлении пучка под углом 45° , крайние нити пересекают его по горизонтали, а центральная – по вертикали. Движение вилки осуществляется мотором с точностью измерения её положения 10 мкм. Толщина вольфрамовых проволок 175 мкм (5% радиационной длины). Скорость выдвигания вилки такова, что за время одного шага оцифровки, проволоки проходят расстояние поперёк пучка около 80 мкм.

Пути измерения количества взаимодействий гамма-пучка с материалом нитей (в основном рождения e^+e^- пар) в зависимости от их положения, восстанавливался геометрический профиль пучка. Измерения записывались в виде количества отсчётов в обоих плечах спектрометра электрон-позитронных пар, как по отдельности, так и в совпадениях друг с другом. Такая процедура, естественно, разрушает гамма пучок, и проводилась в промежутках между сеансами набора основной статистики один-два раза за сутки.

2.12. Монитор профиля и положения фотонного пучка

Дополнительный контроль за пучком осуществлялся так называемым монитором профиля и положения пучка (PrimEx gamma profiler – pgr). Он представляет собой два слоя (горизонтальный и вертикальный) сцинтилляционных волокон, просматриваемых 16ти-канальными ФЭУ R5600-M16 Hamamatsu. Волокна каждого ряда (около 60-ти штук) расположены в одной плоскости вплотную друг к другу, имеют диаметр 2 мм, длину 130 мм и выполнены из материала Vicron VC-408.

В отличие от сканера пучка, этот прибор располагается за калориметром, на расстоянии 228 см от передней поверхности кристаллов, т.е. существенно дальше по пучку. Такое дополнительное измерение координаты позволяет мониторировать не только стабильность положения и ширины, но и угла наклона пучка. Кроме того, т.к. этот прибор находится за калориметром, его можно не вынимать из пучка и вести постоянный контроль, что также важно для точного измерения сечений. Информация от монитора профиля и положения пучка записывалась в специальные EPICS-события ”медленного контроля” каждые 10 сек (см. раздел 2.15).

2.13. Счётчик полного поглощения

Счётчик полного поглощения пучка (total absorption counter – TAC) расположен за калориметром и непосредственно (на расстоянии 40 см) за измерителем профиля пучка. Он представляет собой единый блок свинцового стекла размером 20 см x 20 см x 40 см, который может вдвигаться в пучок. Блок обернут алюминированным майларом, чёрным светоизолирующим материалом и просматривается ФЭУ. Для обеспечения нормального режима ФЭУ, счётчик может работать только в пучке низкой интенсивности (ниже 0.5 нА). Измерения проводились в специальных сеансах, в основном при интенсивности гамма-

пучка около 100 пА, – прибор вдвигался в пучок. Остальное время ТАС был выведен из пучка. Прибор позволяет регистрировать пучковые γ -кванты, прошедшие систему коллимации, с эффективностью близкой к 100% и, таким образом, контролировать долю ложных пучковых сигналов от системы мечения, чтобы впоследствии вычислять истинный поток гамма-пучка. Подобные сеансы длительностью несколько часов проводились около 15-ти раз за всё время набора данных.

2.14. Гелиевая камера

Путь частиц в вакууме заканчивается на выходе магнита спектрометра электрон-позитронных пар. Далее, через вакуумное окно, вплотную примыкающее к выходному отверстию магнита, частицы попадают в газонаполненную гелиевую камеру (рис. 2.8). Гелий имеет радиационную длину много меньшую, чем у воздуха, являясь выгодной ему заменой, т.к. существенно уменьшает количество взаимодействий пучка, а значит и общий уровень фона, что важно

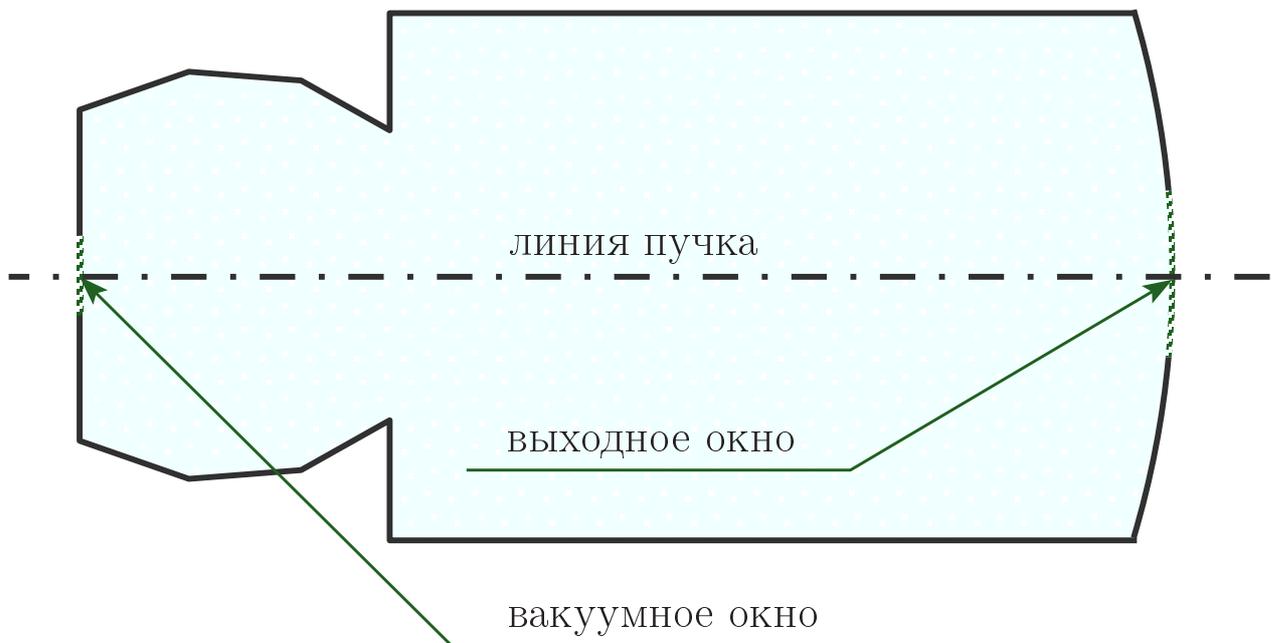


Рис. 2.8. Гелиевая камера

для более точного выделения событий из мишени.

Давление в гелиевой камере поддерживалось на уровне $1/8$ дюйма водяного столба (около 31 Па) над атмосферным. Толщина слоя гелия вдоль оси пучка ≈ 5.5 м. Заканчивается камера непосредственно перед вето-годоскопами (на расстоянии 7.5 см от них или 46.5 см от передней поверхности кристаллов калориметра).

В центре передней стенки камеры, на выходе из магнита (граница вакуум-гелий), находится т.н. вакуумное окно. Окно расположено на расстоянии ≈ 143 см от мишени и имеет сложную геометрию. Центральная часть его имеет эллиптическую форму, а также небольшую выпуклость вовне камеры, обусловленную давлением. Окно выполнено из тонкой плёнки материала Kapton толщиной 76 мкм с диаметрами около 5 x 3 см (по горизонтали и вертикали соответственно). Передняя часть камеры имеет длину 131 см и форму состыкованных пирамидальных сегментов, входящих в основную часть через стенку с отверстием диаметром 71.1 см. Основная часть камеры имеет цилиндрическую форму диаметром 174.6 см. Задняя стенка имеет слегка выпуклую сферическую форму (центр выступает на 22.3 см относительно внешней границы). Материал стенки – Nylon толщиной 51 мкм. В центре стенки сделан вырез диаметром 7.6 см – т.н. выходное окно. На месте выреза находится тонкая плёнка из материала Kapton толщиной 25.4 мкм и внешним диаметром 10.2 см. Ширина зоны наложения плёнок, необходимая для механического крепления, составляет 1.27 см.

При проведении калибровочных сеансов, когда калориметр устанавливается на подвижную платформу, гелиевая камера сдувается и выводится из состава установки.

2.15. Система сбора данных и формирования триггера

В качестве системы сбора-записи данных (DAQ) и формирования триггера эксперимента PrimEx использовалась система CODA/Trigger Supervisor

[46–48]. Она считывает информацию от более чем 2200 каналов АЦП и ВЦП поступающую от пяти различных детекторов: калориметра, вето-годоскопов, спектрометра электрон-позитронных пар, счётчика полного поглощения и системы мечения фотонов. Система включает три крейта Fastbus, по одному крейту САМАС, VME и VME/VXI. Электроника, входящая в состав используемых шести NIM-крейтов, также применена для формирования триггерных сигналов первого уровня. Преимуществом системы CODA является способность полной буферизации поступающей информации и нахождение в состоянии готовности во время опроса модулей. Это существенно снижает мёртвое время электроники, что, как уже было отмечено, важно для точного расчёта потока пучка.

Были организованы следующие виды триггерных сигналов:

- 1) "MOR" или "Master OR" – сигнал пучковой метки от выбранных Т-счётчиков системы мечения, генерируемый при срабатывании хотя бы одного из них (логика "ИЛИ");
- 2) "HyCal TotalSum" – сигнал от калориметра, формируемый при превышении энерговыделения в нём некоторого, заданного извне, порога;
- 3) "HyCal Coincidence" – сигнал, формируемый при совпадении триггерных сигналов "MOR" и "HyCal TotalSum" (логика "И");
- 4) "Clock" – сигнал от таймера, подаваемый с частотой 195312.5 Гц, позволяющий записывать состояние установки в произвольный момент, а также используемый для вычисления мёртвого времени;
- 5) "PED" и "LMS" – специальные триггеры, подаваемые перед началом каждого сеанса, использованные для записи величины пьедесталов в каналах и амплитуды сигналов от системы светомониторирования;
- 6) "EPICS" – организация записи специальных событий "медленного контроля" с информацией от датчиков и мониторов, установленных в зале, таких как датчики температуры и влажности, мониторы электронного и фотонного пучков, величины тока магнита и др. Записывались EPICS-события примерно один раз в 10 сек.

Для триггерной электроники использовались сравнительно недорогие модули UVA120 и UVA125 с некоторыми доработками, имеющие по несколько десятков каналов каждый. Выходы каналов UVA120, используемых для формирования первичных триггерных сигналов, были инвертированы, что позволило использовать их также как разветвители диодных сигналов ФЭУ. Модули UVA125, используемые для формирования окончательного триггерного сигнала, имеют возможность управления порогами своих дискриминаторов внешним напряжением. Такая возможность была использована для задания порога триггерного сигнала калориметра извне (с пульта управления сеансом) с помощью ЦАП модуля САМАС.

Стабильная работа системы сбора данных позволила набрать качественную статистику, необходимую для последующего анализа. Триггером при наборе физических данных был "НуCal Coincidence" – совпадение по времени сигналов от системы мечения фотонного пучка (т.н. сигнал MOR – "Master OR") и от калориметра НуCal (просуммированный сигнал от последнего диода всех фотоумножителей, т.н. сигнал "НуCal Totalsum") во временном интервале шириной 250 нсек. Сигнал MOR включал в себя срабатывание хотя бы одного из первых одиннадцати счётчиков системы мечения (Т-counters), что полностью перекрывает диапазон энергий пучковых фотонов 4.9–5.5 ГэВ. Для сеансов по регистрации распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, порог для сигнала от калориметра был установлен -88 мВ, что приблизительно соответствует энерговыделению в модулях калориметра 2.3 ГэВ. Частота прихода триггерных сигналов во время набора физических данных по фоторождению π^0 -мезонов была: 2–3 МГц для MOR, 2–3 кГц для "НуCal Totalsum", 800–900 Гц для их совпадения – "НуCal Coincidence". Для сеансов по регистрации эффекта Комптона и рождения электрон-позитронных пар этот порог имел вдвое меньшее значение -44 мВ.

В калибровочных сеансах и сеансах по контролю эффективности системы мечения пучка триггером служил только сигнал от системы мечения – MOR с включением всех его счётчиков (энергетический интервал 1.1...5.5 ГэВ).

Триггер от таймера для записи случайных событий присутствовал в сеансах при наборе физических данных и использовался для подсчёта потока пучковых событий и как образец случайного фона. Кроме того в поток данных всех сеансов были включены события медленного контроля, позволяющие мониторировать параметры пучка и такие внешние условия как температура и другие.

Триггеры для записи пьедесталов и сигналов светомониторирования модулей калориметра подавались отдельно от других триггеров в начале сеансов всех типов.

2.16. Типы сеансов

В течение осени 2004г. экспериментом PrimEx были проведены сеансы набора физических данных, а также калибровочные сеансы, сеансы по контролю эффективности работы системы мечения (с помощью счётчика полного поглощения) и др. специальные сеансы. Основной набор физических данных представляет собой сеансы по регистрации распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, сеансы по регистрации эффекта Комптона и рождения электрон-позитронных пар. Диаграмма на рис. 2.9 показывает распределение времени эксперимента, потраченного на проведение сеансов различных типов (выбракованные данные не учитывались).

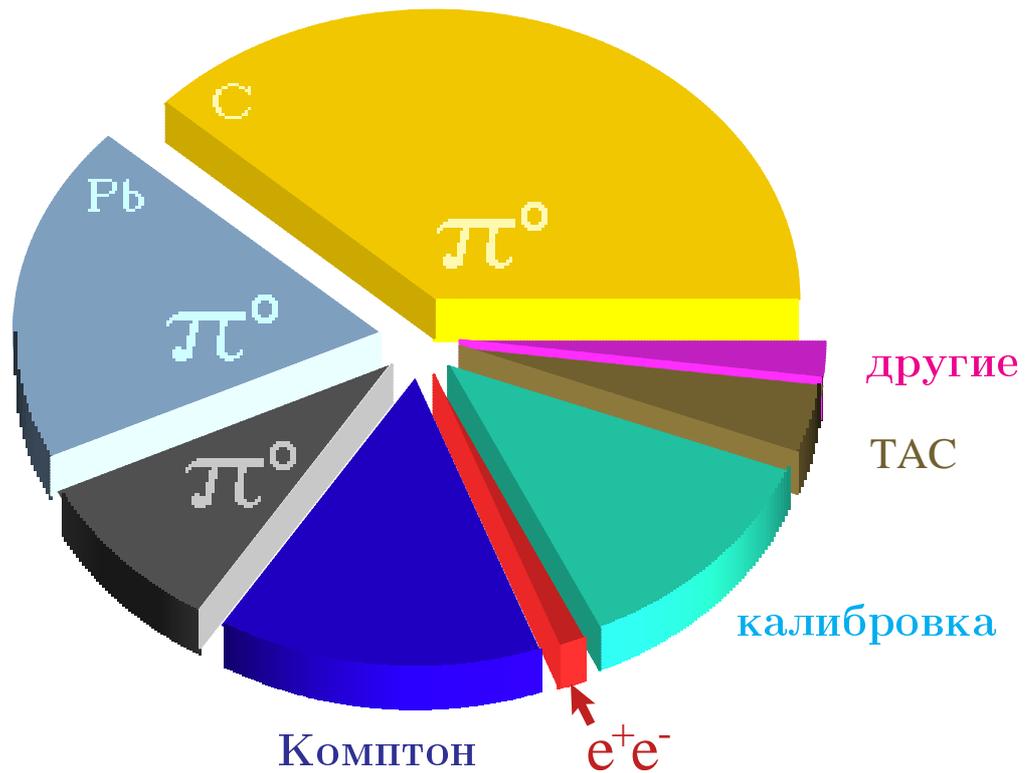


Рис. 2.9. Диаграмма распределения времени проведения сеансов различных типов в эксперименте PrimEx

Жёлтый сектор представляет сеансы по регистрации π^0 на углеродной мишени; светло-серый – π^0 на свинцовой мишени; тёмно-серый – сеансы с конфигурацией для регистрации π^0 , но без мишени; синий – сеансы измерения эффекта Комптона; красный – сеансы измерения процесса рождения e^+e^- пар; голубой – калибровочные сеансы; коричневый – сеансы с применением ТАС; пурпурный – прочие сеансы.

Режимы работы установки для сеансов разных типов приведены в Таблице 2.4.

Таблица 2.4. Режимы работы установки для основных типов сеансов

тип сеанса	мишени	триггер (см. раз- дел 2.15, стр. 61)	ток электрон- ного пучка, [нА]	поле спектро- метра пар, [Тл]
фоторождение π^0 -мезонов	C, Sn, Pb, "empty"	"Coincidence"	80–130	1.6
эффект Комптона	Be, C, "empty"	"Coincidence"	5–15	0
рождение e^+e^- пар	Be, C, Pb	"Coincidence"	1–6	0.15–0.45
калибровка HyCal	"empty"	MOR	$70-75 \times 10^{-3}$	1.6
измерение эффективности системы мече- ния	"empty"	MOR	$50-100 \times 10^{-3}$	1.6

В калибровочных сеансах калориметр устанавливался на подвижную платформу и находился ближе к мишени на ≈ 150 см своего обычного положения.

Счётчик полного поглощения (ТАС) находился на линии пучка за калориметром в сеансах по измерению эффективности системы мечения и удалялся (опускался ниже линии пучка на 55 см) во всех остальных сеансах.

Глава 3

Анализ экспериментальных данных

В данной главе описываются условия отбора данных для анализа, целью которого является измерение количества упругих π^0 -мезонов и угла их вылета.

3.1. Выборка данных

В анализе использованы две группы данных. Первая группа содержит данные, набранные при наиболее стабильных экспериментальных условиях, на углеродной мишени и токах электронного пучка 100 нА, 110 нА и 130 нА. Вторая группа содержит основную часть данных со свинцовой мишенью с наиболее стабильными экспериментальными условиями и имеет незначительно худшее энергетическое разрешение калориметра из-за его частичного радиационного поражения пучком во время сеанса. Список номеров сеансов, составляющих эти две группы, поток пучковых частиц для них, подсчитанный программой мониторинга потока пучка [49], а также светимости для этих групп приведены в таблице 3.1.

Для удобства, в ходе обработки, все данные были разбиты на интервалы длительностью около 5 сек. Программа мониторинга потока пучка, используя за основу мёртвое время электроники, известное для каждого события, выбраковывала интервалы, если величина мёртвого времени отличалась от номинальной более чем на три стандартных отклонения. В случае выбраковки интервала, также исключались два последующих интервала. Номинальное значение мёртвого времени и его стандартное отклонение имели величину около 5% и 0.5% соотв., и измерялись для каждого сеанса индивидуально.

Заметные отклонения этой величины в основном вызывались изменением тока пучка. На каждые 2–3 таких интервала приходилось по одному записанному событию медленного контроля (EPICS), содержащих информацию о теку-

Таблица 3.1. Список сеансов, использованных в анализе ^{12}C и ^{208}Pb мишеней, поток пучковых частиц и светимость для них

мишень ^{12}C , пучковый поток 1.3961×10^{12} , светимость 148.6 нбарн^{-1}									
<u>ток электронного пучка 100 нА</u>									
4979	4980	4981	4982	4984	4985	4987	4988	4989	4998
4999	5001	5002	5003	5004	5012	5013	5016	5018	5030
5032	5033	5034	5035	5037	5039	5041	5042	5043	5044
5047	5050	5051	5054	5055	5056	5057	5058	5059	
<u>ток электронного пучка 130 нА</u>									
5159	5160	5163	5165	5166	5168	5171	5172	5175	5180
5181	5183	5184	5185	5186	5187	5188	5189	5191	5192
5193	5195	5196	5199	5200	5201	5202	5203	5204	5205
5206	5207	5208	5209						
<u>ток электронного пучка 110 нА</u>									
5213	5214	5215	5216	5217	5218	5219	5223	5224	5226
5227	5228	5233	5236	5237	5238	5239	5240	5241	5242
мишень ^{208}Pb , пучковый поток 0.7249×10^{12} , светимость 0.731 нбарн^{-1}									
<u>ток электронного пучка 90 нА</u>									
4883	4889	4895	4898	4899	4901	4903	4904	4905	4907
4910	4911	4912	4913						
<u>ток электронного пучка 115 нА</u>									
5083	5084	5089	5090	5091	5094	5095	5099	5100	5101
<u>ток электронного пучка 110 нА</u>									
5266	5267	5269	5270	5271	5280	5282	5290	5291	5292
5293	5294	5295	5296	5297	5321	5324			

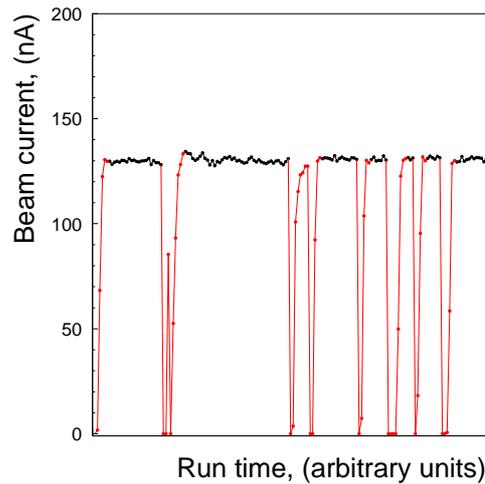


Рис. 3.1. Изменение тока пучка в сеансе 5163. Выбракованные интервалы показаны красным

цих параметрах: токе и положении электронного пучка, информации от монитора профиля и положения фотонного пучка (pgr), токе магнита спектрометра электрон-позитронных пар, температуры в экспериментальном зале и т.д.

На рис. 3.1 показан как пример ток пучка в одном из сеансов, выбракованные интервалы выделены красным цветом. В случае отсутствия в сеансе продолжительных интервалов времени, на которых ток, положение и ширина пучка были стабильны, сеанс полностью выбраковывался. Рис. 3.2 показывает положение центра фотонного пучка по x -координате, измеренное pgr, т.е. непосредственно за калориметром, относительно центра последнего, в двух различных сеансах. В одном случае положение стабильно на протяжении всего сеанса за исключением кратковременных выбросов, связанных с отключениями пучка, в другом – заметны систематические отклонения (“гуляния”) положения пучка более чем на 0.1–0.2 мм от среднего. Участки с таким поведением пучка выбраковывались.

Выбор только части имеющихся данных сокращает доступную статистику и увеличивает статистическую ошибку. При этом отбрасывается часть данных, набранная в условиях нестабильной работы приборов или отклонении параметров пучка от стандартных. Как следствие, такая выборка имеет заметно луч-

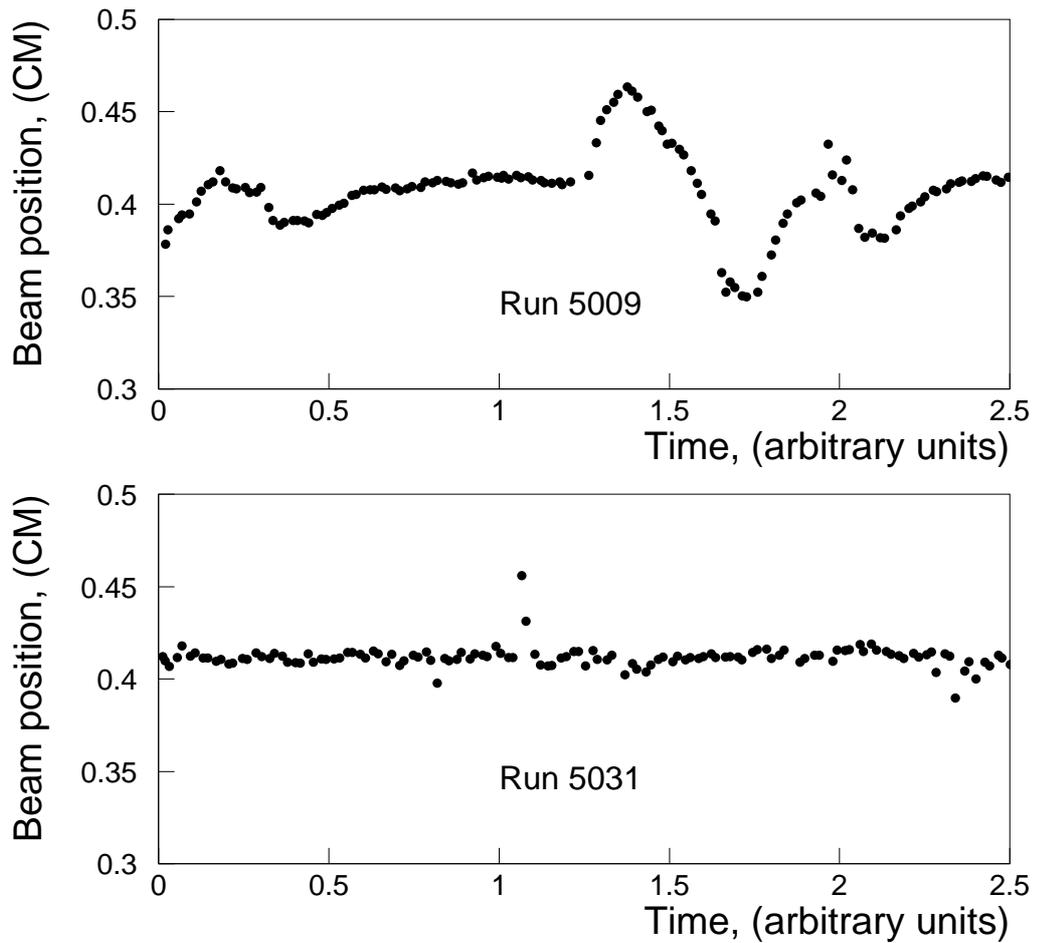


Рис. 3.2. Изменение положения пучка по x относительно калориметра. Сеанс 5009 (сверху) – положение нестабильно в течение большей части времени, сеанс 5031 (снизу) – стабильное положение пучка в течение всего сеанса

шую систематическую погрешность, что компенсирует увеличение статистической и в итоге приводит к улучшению общей погрешности измерения.

3.2. Предварительный отбор событий

Для удобства обработки записанные данные были подвергнуты предварительному отбору. Предварительно отобранные данные были записаны на постоянные носители банка данных лаб. Т.Джефферсона (Jlab mass storage system – Jasmine, [50]). Это позволило уменьшить объём анализируемых данных на два

порядка и существенно сократить время их последующей обработки. Условия, накладываемые процедурой такого отбора, приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2. Критерии предварительного отбора записанных событий для последующего анализа

критерий отбора	значение
минимальная энергия кластера в калориметре	0.3 ГэВ
количество кластеров с энергией выше минимальной	2 или больше
наличие хотя бы одной пары кластеров с инвариантной массой больше порогового значения	90 МэВ
триггер (см. раздел 2.15, стр. 61)	"Coincidence"

Для проверки того, что подобная процедура не внесла изменений в результаты анализа, окончательный результат был получен как из предварительно отобранных, так и из первоначальных "сырых" данных. В обоих случаях были получены одинаковые значения, что свидетельствует о корректности процедуры предварительного отбора.

3.3. Выбор триггера и пучковой частицы

В анализе принимали участие события с установленным для набора статистики триггером "Coincidence". Записанные от других триггеров события использовались в методических целях и из физической статистики исключены. Триггер "Coincidence", как говорилось выше, срабатывал при совпадении сигнала от системы мечения пучка ("MOR") и калориметра ("HyCal TotalSum"). Сигнал "MOR" устанавливал первый бит в триггерном слове, сигнал "HyCal

TotalSum” – второй. Для сигнала ”Coincidence” сначала использовался 12й (последний) бит, а начиная с сеанса 4928 - 10й бит.

В одном событии обычно присутствуют несколько сигналов отметки пучковых частиц – ”MOR” от разных счётчиков системы мечения. В любом случае выбирался только один сигнал ”MOR” – тот, у которого, минимальная разница во времени с сигналом ”HyCal TotalSum”. Максимальное значение разницы во времени между сигналами ”MOR” и ”HyCal TotalSum”, при котором события отбирались, 4.5 нсек. В случае если в событии отсутствовала пара триггеров ”MOR” и ”HyCal TotalSum” с разницей во времени меньшей, чем 4.5 нсек, событие исключалось. Распределение по количеству сигналов ”MOR” с разницей во времени меньшей, чем 4.5 нсек, в отобранных событиях приведено на рис. 3.3. Рис. 3.4 показывает, как выглядит распределение по разнице во времени между ”MOR” и ”HyCal TotalSum”. Разрешение по этой величине составляет 1.1 нсек. Детальный анализ положения центра пика в таком распределении для каждого из счётчиков $PbWO_4$ показывает, что основная часть (более 90%) находится в пределах 0 ± 1 нсек, остальные в пределах 0 ± 1.6 нсек.

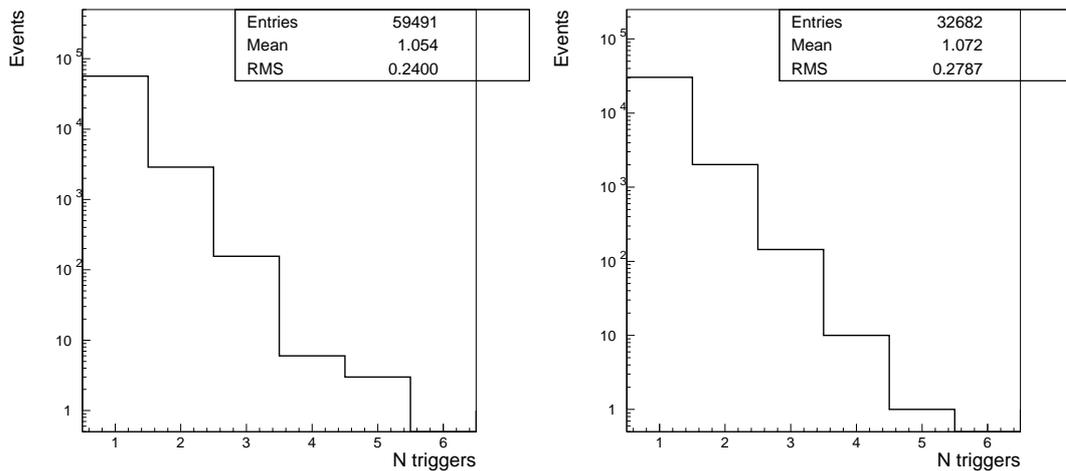


Рис. 3.3. Множественность сигналов ”MOR” в сеансах по фоторождению π^0 -мезонов. Слева – ток пучка 100 нА, справа – 130 нА

Данная процедура является важной частью анализа, поэтому была проведена тонкая настройка – дополнительное выравнивание относительных времён прихода сигналов от системы мечения пучка и калориметра (описана далее в

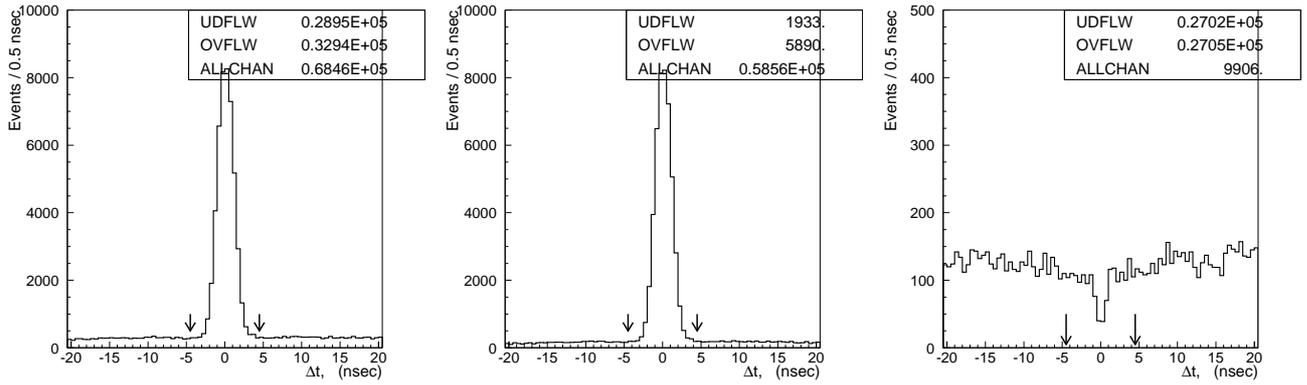


Рис. 3.4. Разность времени между сигналами "MOR" и "NuCal TotalSum". Слева – все комбинации; в центре – имеющие наименьшую разность; справа – разность первых двух спектров. Стрелками показаны пределы отбора событий

разделе 3.6, стр. 85). Выбор пары триггеров с "наилучшим" временем позволяет избавиться от комбинаторного фона ложных сигналов системы мечения. С другой стороны, это приводит к тому, что в небольшой части всех событий (менее 1%) происходит выбор "неправильной" пучковой частицы, а частица, давшая реакцию рождения π^0 -мезона, из анализа выбывает. Для таких событий энергия пучка будет восстановлена неверно и условие сохранения энергии перестанет выполняться. Поэтому они выбывают из числа образующих упругий сигнал событий и добавляют равное количество коррелированного фона (мы обсудим этот эффект в разделе 3.14).

3.4. Выбор кластеров в калориметре

Алгоритм выделения кластеров в калориметре сводится к следующему:

- 1) сначала находится модуль с максимальным энерговыделением,
- 2) находятся соседние (сбоку или диагонально) с ним модули,
- 3) находятся модули соседние по отношению к соседним,
- 4) все вышеперечисленные модули объединяются в один кластер при наличии энерговыделения в них,
- 5) требуется односвязность кластера, в противном случае уединённые элементы

удаляются,

6) процедура поиска повторяется для модулей, пока не принадлежащих ни одному кластеру,

7) максимальный размер кластера в $PbWO_4$ ограничена размером 5×5 модулей: этого достаточно, для того чтобы энергия, вышедшая за боковые границы кластера, не превышала 1% от первоначальной энергии γ -кванта.

Сколько-нибудь значимого количества перекрытых кластеров не было, т.к. уровень фона (лишних кластеров) был довольно низким (см. ниже), а кластеры от распада одного π^0 -мезона не могли перекрываться между собой из-за достаточного расстояния калориметра от мишени. Поэтому, механизм разделения перекрытых кластеров не применялся, чтобы избежать ложных разделений кластеров, образованных одной частицей.

В данном анализе кластеры отбирались по их реконструированным энергии и положению. Выбирались только кластеры с центрами, лежащими в части калориметра, собранной на кристаллах $PbWO_4$. Эта часть имеет гораздо лучшее разрешение по координате, энергии и времени, что позволяет значительно улучшить качество кинематического анализа. Были исключены кластеры, с центрами внутри центрального квадрата размером 4×4 модуля. Последних было крайне незначительное количество (менее 10^{-5} от общего числа), т.к. эта область целиком закрыта вольфрамовой защитой и практически недоступна для прямого попадания гамма квантов из мишени. Заметим, что границы выбранных областей проходят по границам модулей калориметра. Это сделано для исключения возможной незначительной систематики при расчётах акцептанса, в случае, если восстановленная координата кластера смещается внутри ячейки калориметра систематически по разному в данных и при моделировании.

Далее, кластеры с энергией меньше 0.5 ГэВ или выше 6 ГэВ также исключались из анализа. Ограничение на энергию снизу заметно уменьшает нерезонансный фон при восстановлении инвариантной массы π^0 -мезона. Доля выбывших из анализа полезных событий из-за данного ограничения невелика и

хорошо известна. Рис. 3.5 показывает наблюдаемое распределение по энергии всех кластеров, и смоделированное распределение по энергии кластеров от распадов упругих π^0 -мезонов. Видно, что данное условие значительно уменьшает количество участвующих в анализе кластеров, при том, что доля выбывших из анализа упругих π^0 -мезонов мала. Верхнее же ограничение по энергии выбрасывает единичные фоновые (электронный шум некоторых счётчиков) события и исключает появление артефактов в распределениях, не отбрасывая события рождения π^0 -мезонов. Суммарная энергия двух отбираемых кластеров была

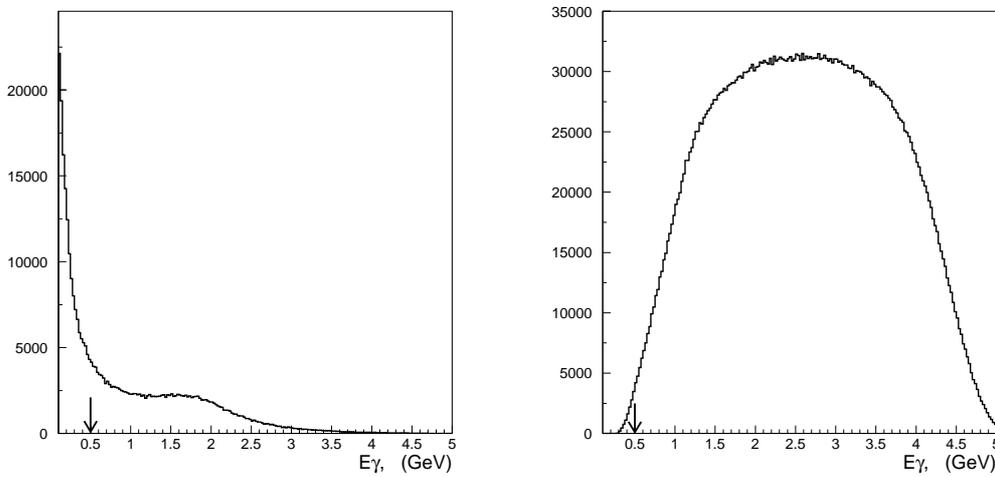


Рис. 3.5. Распределение по энергии кластеров: слева – данные; справа – моделирование распадов π^0 -мезонов. Стрелками показано пороговое значение для отбора кластеров

ограничена снизу величиной 3.5 ГэВ. Данное условие отбрасывало небольшое количество низкоэнергетических пар кластеров с энергией заведомо меньшей энергии пучка. Множественность кластеров в событиях была незначительной. Рис. 3.6 показывает распределение этой величины в логарифмическом масштабе. В случае наличия более двух кластеров в событиях, все пары удовлетворяющие изложенным условиям отбора, принимали участие в анализе. Наконец, из анализа были исключены кластеры, помеченные системой вето как заряженные. Это позволило заметно снизить фон от нерезонансных событий без рождения π^0 -мезонов для углов вылета менее 0.25° . Доля таких фоновых событий для больших углов незначительна. Рис. 3.7 показывает события отобранные и

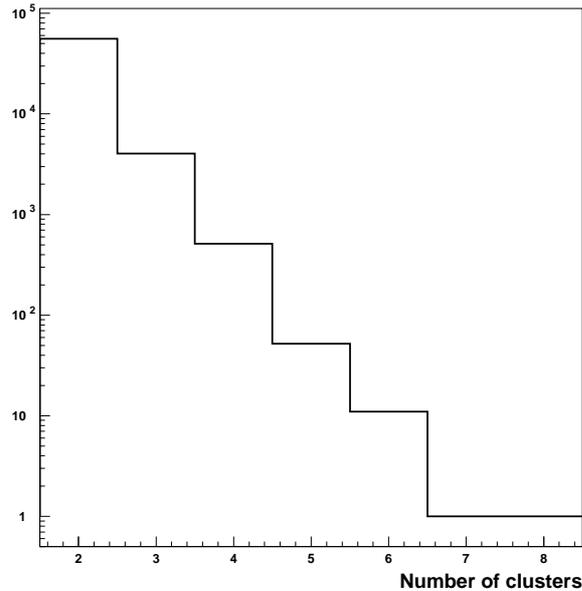


Рис. 3.6. Множественность кластеров в отобранных событиях

отброшенные данным условием для углов менее 0.25° и $0.25^\circ \dots 2.5^\circ$. Для сравнения один из вариантов анализа был проведен без использования информации от вето-системы.

Все условия отбора, как записанных событий, так и пучковых частиц и распадных гамма квантов, для удобства сведены в таблицу 3.3.

3.5. Юстировка системы координат калориметра относительно глобальной системы координат эксперимента

Геометрия экспериментальной установки PrimEx была тщательно выверена в ходе специальных измерительных процедур перед началом сеанса. В ходе сеанса возможны незначительные смещения положения и направления пучка. В данном разделе мы обсуждаем программные методы проверки и, в случае необходимости, коррекции расчётного положения детекторов, а также долговремен-

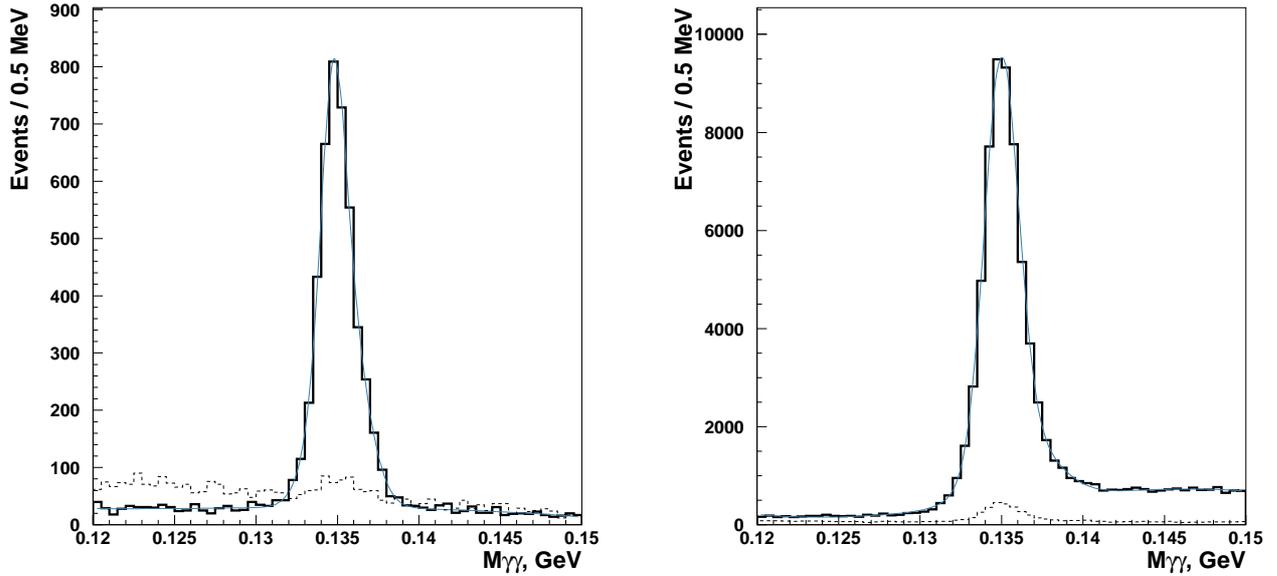


Рис. 3.7. Инвариантная масса двух γ -квантов для отобранных событий с нейтральными кластерами (сплошные гистограммы) и исключённых из анализа (помеченных вето как заряженные, показаны пунктиром). Слева – для углов вылета π^0 -мезонов менее 0.25° , справа – для углов $0.25^\circ \dots 2.5^\circ$

ную стабильность калибровочных коэффициентов модулей калориметра. Цель данной работы – свести к минимуму систематические смещения в измерениях детекторов в течение всего набора данных, а также оценить их максимальную величину.

Глобальная система координат PrimEx связана с пучком: ось OZ направлена параллельно линии пучка, ось OY направлена вверх, ось OX образует правую систему координат XYZ . Точка O – центр глобальной системы координат, расположена на пересечении линии пучка с вертикальной плоскостью, проходящей через центр мишени. Внутренняя система координат калориметра имеет центр - точку O' расположенную на пересечении плоскости передней поверхности кристаллов, а также плоскостей, проходящих между вертикальными и горизонтальными центральными рядами его модулей. Ось $O'Z'$ направлена перпендикулярно передней поверхности кристаллов в сторону пучка, ось $O'Y'$ направлена вверх параллельно вертикальным граням модулей калориметра, ось

Таблица 3.3. Критерии отбора событий для анализа

критерий отбора	значение
событие из выбранных сеансов и интервалов времени	см. таблицу 3.1
триггер (см. раздел 2.15, стр. 61)	"Coincidence"
интервал между сигналами "MOR" и "HyCal TotalSum"	<4.5 нсек
сигналы "MOR" и "HyCal TotalSum"	одна пара с минимальным интервалом
зона попадания гамма квантов	центральная часть калориметра (кристаллы), исключая внутренний защищённый слой
энергия каждого кластера	0.5...6.0 ГэВ
энергия пары кластеров	>3.5 ГэВ
инвариантная масса пары кластеров	>90 МэВ
отметка кластера системой вето как образованного заряженной частицей	незаряженные кластера

$O'X'$ – параллельно горизонтальным граням модулей калориметра и также образует правую систему координат $X'Y'Z'$. Координаты частиц, восстанавливаемых калориметром, связаны с его внутренней системой координат $X'Y'Z'$.

Процедура выравнивания системы координат калориметра заключается в нахождении её смещений относительно глобальной в любой момент времени с последующим учётом в анализе. Эти смещения и их изменения во времени в основном вызваны не абсолютно точной юстировкой калориметра относительно линии пучка и небольшими изменениями положения пучка во времени.

В анализе физических процессов используются импульсы частиц, вылетающих из мишени и попадающих в калориметр. Для этого необходимо точно знать относительное расположение центров калориметра и глобальной системы координат. Неопределённость, связанная с незначительной протяжённостью мишени вдоль линии пучка, слабо сказывается на реконструируемых величинах углов вылета частиц из мишени и учитывается в моделировании процессов.

Одна из возможностей нахождения относительного смещения центра калориметра относительно линии пучка или, как говорят, нахождения констант выравнивания, в эксперименте PrimEx - использование эффекта Комптона. В специальных сеансах по измерению эффекта Комптона отбираются пары кластеров – кандидаты на эффект Комптона. Для каждой пары кластеров строится отрезок их соединяющий. Далее находится наиболее вероятная точка пересечения всех таких отрезков. Её координаты дадут константы выравнивания. Сеансы по измерению эффекта Комптона проводились периодически в течение всего набора данных. Константы выравнивания, найденные таким способом, были получены практически сразу после проведения этих сеансов и записаны в базу данных эксперимента [51]. Достоинством подобного метода является хорошая точность, связанная с большой доступной статистикой. К недостаткам можно отнести тот факт, что полученные константы относятся к соотв. сеансам и экстраполируются на другие сеансы, в которых возможно изменение свойств пучка. Интенсивность пучка в сеансах по измерению эффекта Комптона в 20–30 раз ниже интенсивности при наборе статистики по рождению π^0 -мезонов. Положение пучка может незначительно меняться при изменении интенсивности и изменять полученные константы. Кроме того, очевидно, что полученные величины будут усреднёнными для всей используемой статистики. Кратковременные изменения положения пучка, также будут упущены при таком подходе.

В качестве одной из модификаций этого метода возможно использование эффекта Комптона в сеансах по рождению π^0 -мезонов. Из-за включённого поля комптоновские пары будут беспрепятственно попадать в калориметр только

из области взаимодействия пучка с гелием, после магнита. Таких пар будет рождаться гораздо меньше, чем в мишени, и они будут иметь меньший разлёт, что ухудшает чувствительность метода.

Ещё два альтернативных варианта используют собственно π^0 -мезоны. В первом случае можно найти аналогичным образом наиболее вероятную точку пересечения всех отрезков соединяющих два кластера от распада мезона. На практике удобно найти точки пересечения этих отрезков с осями координат (рис. 3.8), построить соотв. распределения (рис. 3.9) и найти их максимумы. Во

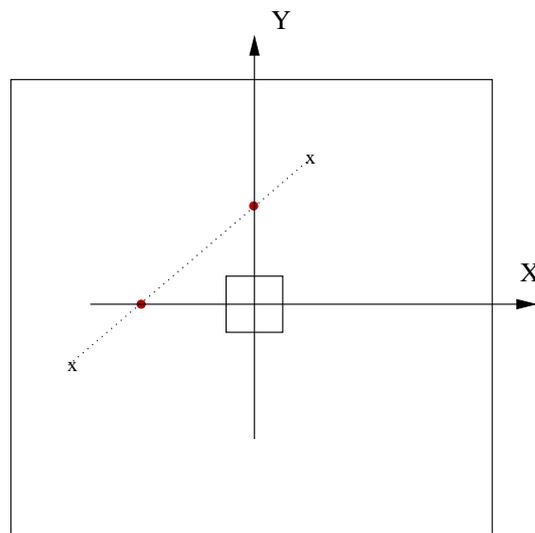


Рис. 3.8. Схема нахождения констант выравнивания калориметра с использованием γ -квантов от распадов π^0 -мезонов. Точки попадания отмечены крестами. Пересечение пунктирной с осями координат даёт необходимую информацию

втором случае, берутся проекции угла вылета π^0 -мезона на оси OX и OY , которые могут быть найдены из импульсов как $\theta_{X,Y} = \arcsin\left(\frac{p_{X,Y}\pi^0}{p_{\pi^0}}\right)$. Очевидно, что при правильном выравнивании, соотв. распределения будут иметь максимум в нуле. Во втором случае используется также информация об энергии кластеров и метод оказывается чувствителен к энергетической калибровке. Распределение для проекций импульса π^0 -мезона показано на рис. 3.10. Точность измерения констант выравнивания (находимых как центры соотв. распределений) при объединении статистики от нескольких близлежащих сеансов составляет

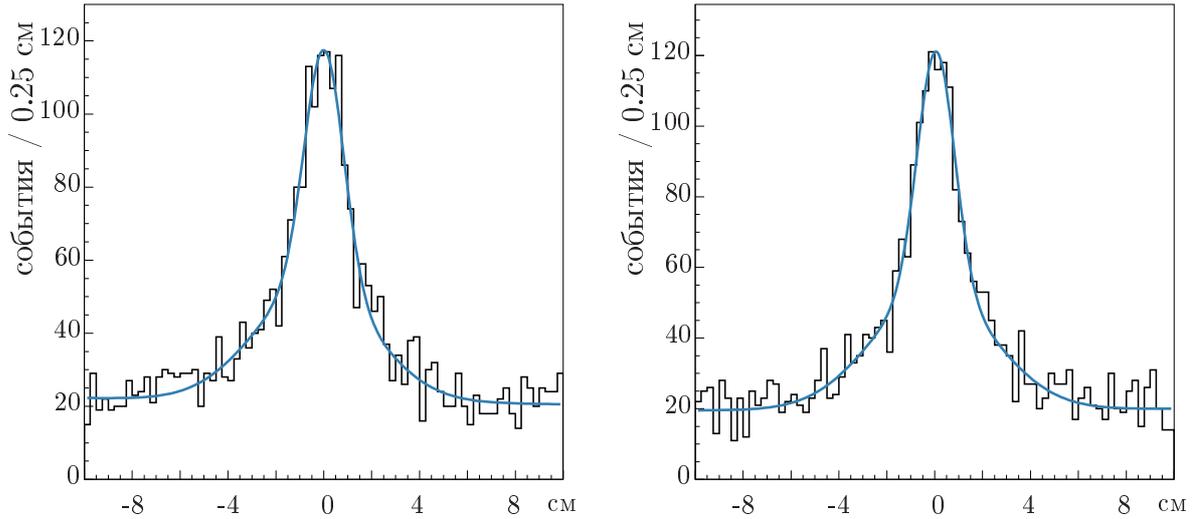


Рис. 3.9. Распределение координат точек пересечения отрезков, соединяющих кластеры от распада π^0 -мезонов с осями координат. Слева - x -координата, справа - y . Кривые - результат фита

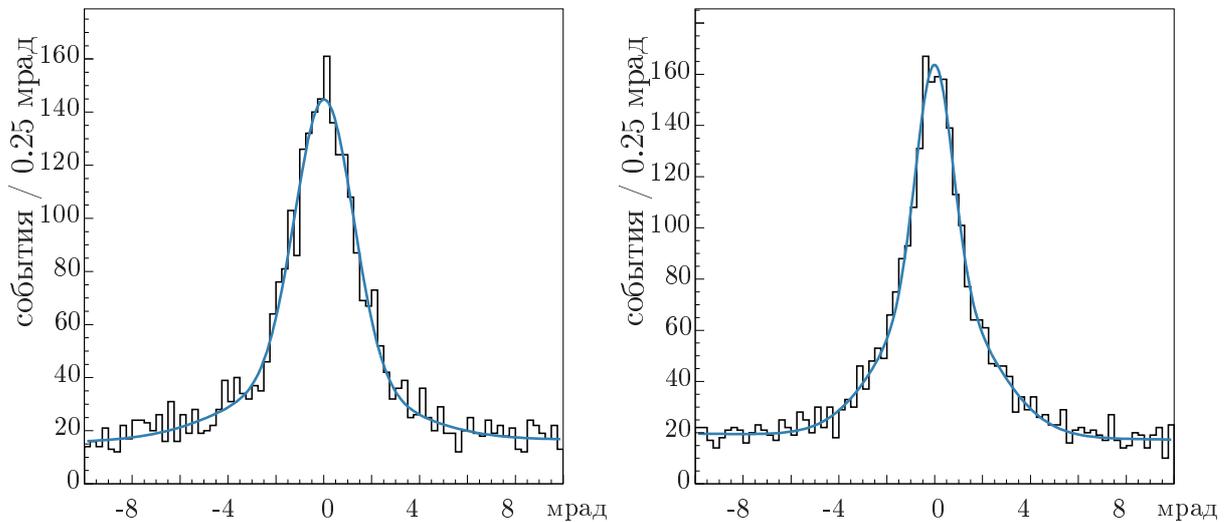


Рис. 3.10. Распределение для проекций угла вылета π^0 -мезонов. Слева - на ось OX , справа - на ось OY . Использована только центральная часть калориметра. Кривые - результат фита

для обеих методик $0.3 - 0.5$ мм. Их применение для отдельных сеансов показывает отсутствие отклонений констант выравнивания от средних значений в пределах точности ~ 0.4 мм.

Ещё одна методика использована для мониторинга положения калориметра в более короткие промежутки времени – для каждого интервала длительностью 10 – 15 минут. Использовались события рождения комптоновских пар в мишени при включённом магнитном поле (сеансы по рождению π^0 -мезона). В этих условиях в калориметре регистрируется только гамма-квант из комптоновской пары, а электрон выбывает из анализа. Событие вызывает триггер только при достаточной энергии гамма-кванта (более 2 – 2.5 ГэВ). Такого рода событий было записано большое количество и недостатка в статистике нет. Суть метода заключается в следующем: зная импульс гамма-кванта, родившего комптоновскую пару, и рассеянного (комптоновского) гамма-кванта, мы можем вычислить угол вылета последнего из мишени, пользуясь известной кинематикой процесса Комптона. Знание этого угла вылета и расстояния до калориметра позволяет найти радиус окружности на которой должна лежать точка попадания гамма-кванта. Предполагая, что по второй координате калориметр выровнен, можно вычислить смещение координаты, восстановленной калориметром, от ожидаемой. Схематически методика изображена на рис. 3.11. Набрав доста-

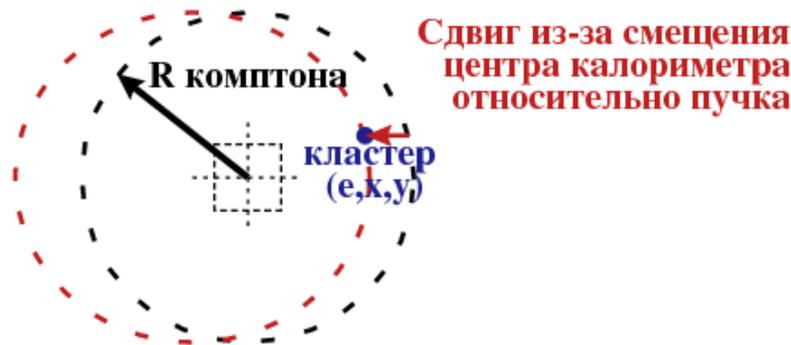


Рис. 3.11. Схема методики выравнивания с использованием только рассеянного комптоновского гамма-кванта

точную статистику, можно найти систематическое смещение этой величины для

обеих координат. Отметим, что невыполнение используемого предположения о точной юстировке калориметра по второй координате приводит к незначительному уширению распределения для сдвига по первой координате, не смещая его. Полученные в данном методе распределения для нахождения систематических смещений по x - и y -координатам показаны на рис. 3.12.

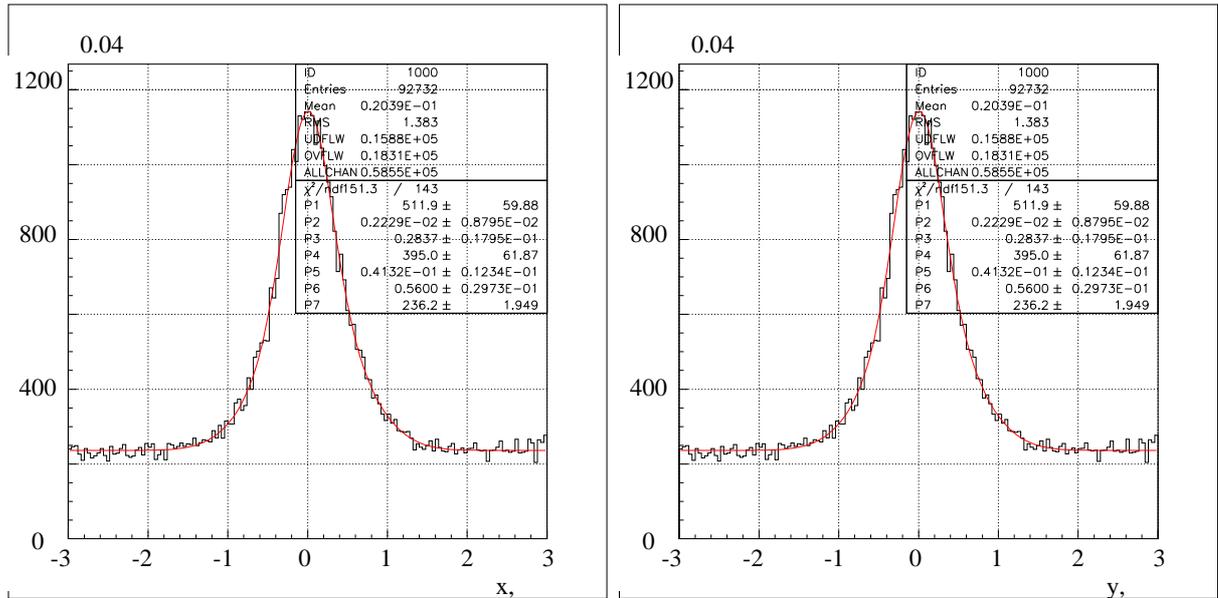


Рис. 3.12. Распределение для смещений измеряемых координат комptonовских гамма-квантов от расчётного значения. Слева – x -координата, справа – y . Кривые – результат фита

Преимуществом данной методики является большая доступная статистика, обеспечивающая хорошую точность (не хуже 0.5 мм) для определения смещений пучка в ходе каждого сеанса. К недостаткам можно отнести чувствительность методики к стабильности энергетической калибровки калориметра. Поэтому, калориметр должен быть предварительно откалиброван перед данной процедурой. Рис. 3.13 представляет полученные данным методом константы выравнивания для некоторых сеансов. Горизонтальные прямые – результат усреднения констант для групп сеансов. В середине хорошо видно смещение в относительном положении пучка и калориметра величиной около 0.15 мм.

На основании результатов применения вышеперечисленных методик сеансы были разбиты на группы с примерно одинаковым положением калориметра

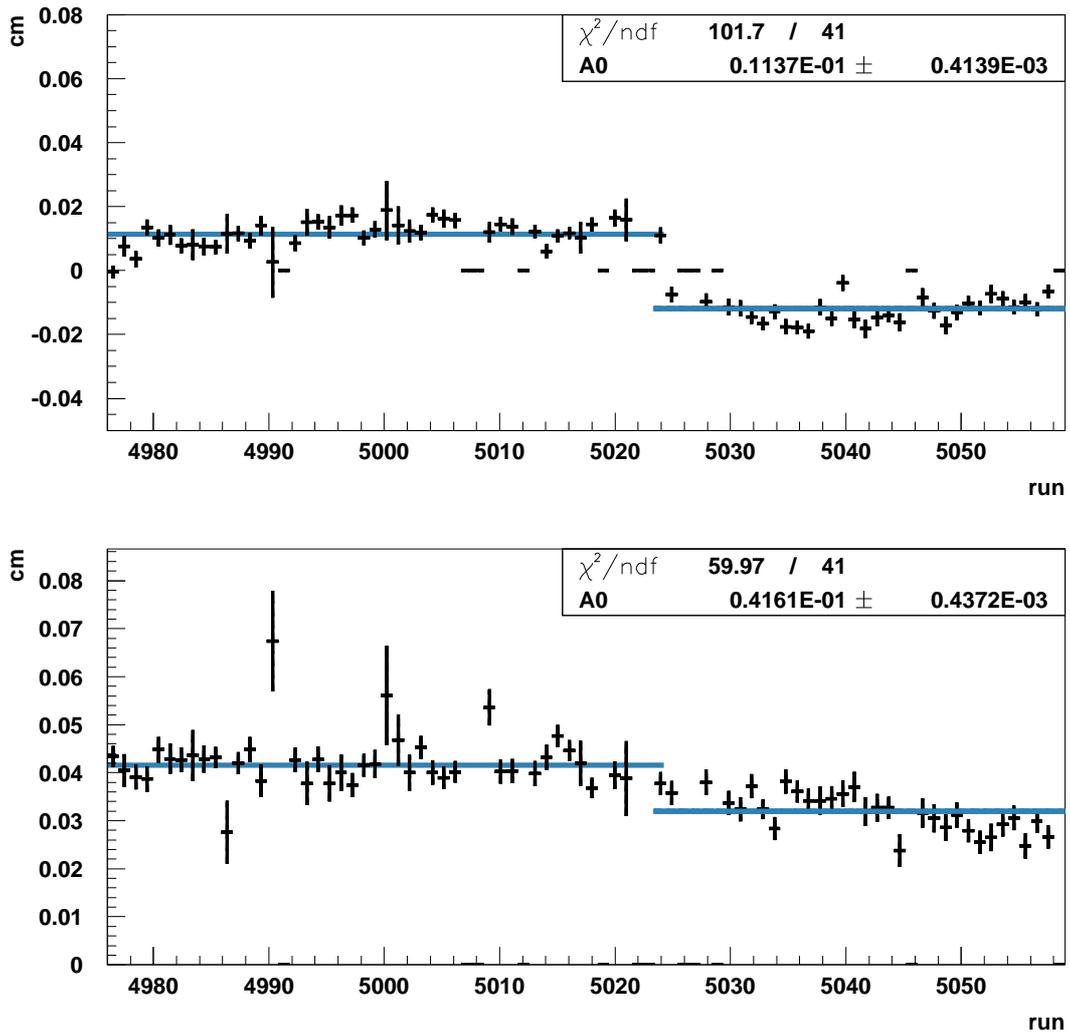


Рис. 3.13. Константы выравнивания в зависимости от номера сеанса, полученные методом измерения только комптоновского γ -кванта. Верхняя гистограмма – для x , нижняя – для y -координаты

относительно пучка и получены усреднённые значения констант выравнивания для этих групп сеансов. В результате мониторингования этих констант был сделан вывод, что полученные и используемые значения отклоняются от истинных для сеансов, использованных в анализе, не более, чем на 0.4 мм. В действительности эта величина не превышает 0.1 мм для большинства сеансов.

3.6. Юстировка времени триггерного сигнала калориметра относительно сигнала системы мечения фотонного пучка

Время между триггерными сигналами "MOR" от системы мечения пучка и "HyCal TotalSum" от калориметра является важной величиной в анализе. Оно служит критерием отбора кандидата пучковой частицы в событиях: кандидаты с относительным временем больше порогового значения выбрасывались из анализа; в случае присутствия нескольких кандидатов, использовался тот, у которого величина разности времён была минимальной. Эти условия отбора являются чувствительными к правильному выравниванию относительного времени сигналов системы мечения пучка и калориметра, поэтому была проведена процедура дополнительной тонкой настройки констант выравнивания. Были получены величины этих констант для всех 11-ти T-счётчиков системы мечения, использованных в анализе. Было замечено, что значения этих констант зависят от энерговыделения в калориметре примерно линейно, как 0.7 нсек/ГэВ . Для основной массы записанных событий энерговыделение в калориметре было $2.0 - 3.0 \text{ ГэВ}$. Для событий упругого рождения π^0 -мезона эта величина была заметно больше – $5.0 - 5.5 \text{ ГэВ}$. Поэтому процедура получения точных констант временного выравнивания проводилась на событиях с энерговыделением в калориметре свыше 4.8 ГэВ . Возможным объяснением данного эффекта является то, что при высоком энерговыделении производится сигнал бóльшей амплитуды с более резким нарастанием фронта. Такие сигналы быстрее достигают установленного порога срабатывания триггера от калориметра (-0.88 В) и имеют меньшую величину задержки. Рис. 3.14 показывает распределения времени задержки для всех событий и событий упругого рождения π^0 -мезонов (т.е. событий с повышенным энерговыделением). Видно временное смещение центров распределений. Также на рисунке приведены схематические "осциллограммы"

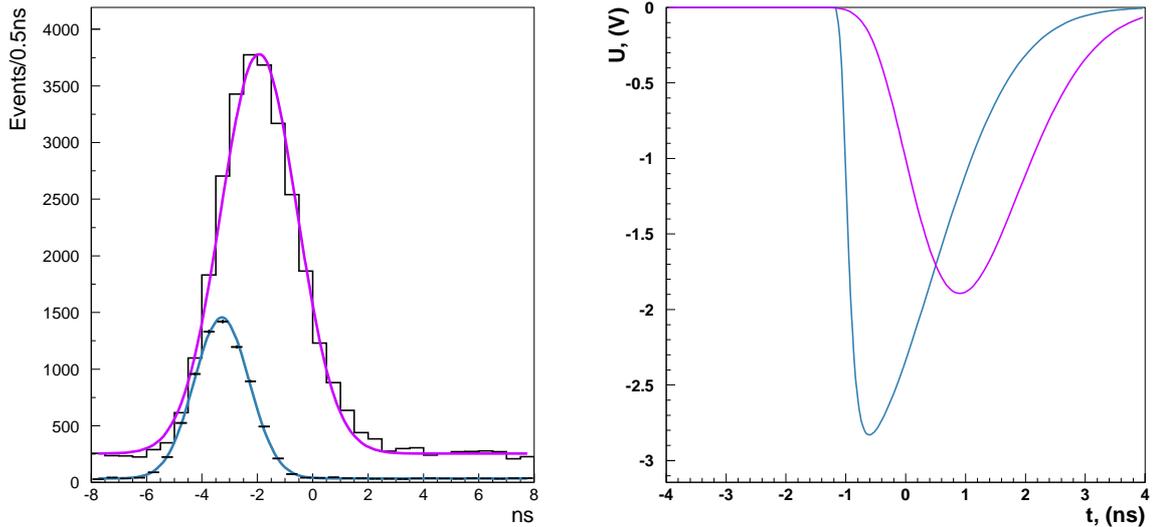


Рис. 3.14. Распределение по разности времени между сигналами "MOR" и "HyCal TotalSum" (слева) и временная развёртка сигнала "HyCal TotalSum" (справа). Пурпурная кривая – все события, голубая кривая – события с упругими π^0 -мезонами. Распределения смещены относительно друг друга на ~ 1.5 нсек

соотв. сигналов.

Спектр сигналов временной задержки для событий с упругими π^0 -мезонами для всех T-счётчиков системы мечения до и после процедуры дополнительного выравнивания показан на рис. 3.15. После этой процедуры центр распределения для данных событий (для всех счётчиков вместе) совпадает с нулём и отклонения положений центров для индивидуальных T-счётчиков для всех сеансов не превышают 0.3 нсек.

3.7. Энергетическая калибровка калориметра

Основной целью процедуры энергетической калибровки калориметра является нахождение коэффициентов пересчёта отсчётов АЦП в энергию, выделяющуюся в модулях калориметра. Для этой цели, используя алгоритм реконструкции, в калориметре выделяются кластеры и их энергия сравнивается с некоторой, известной величиной.

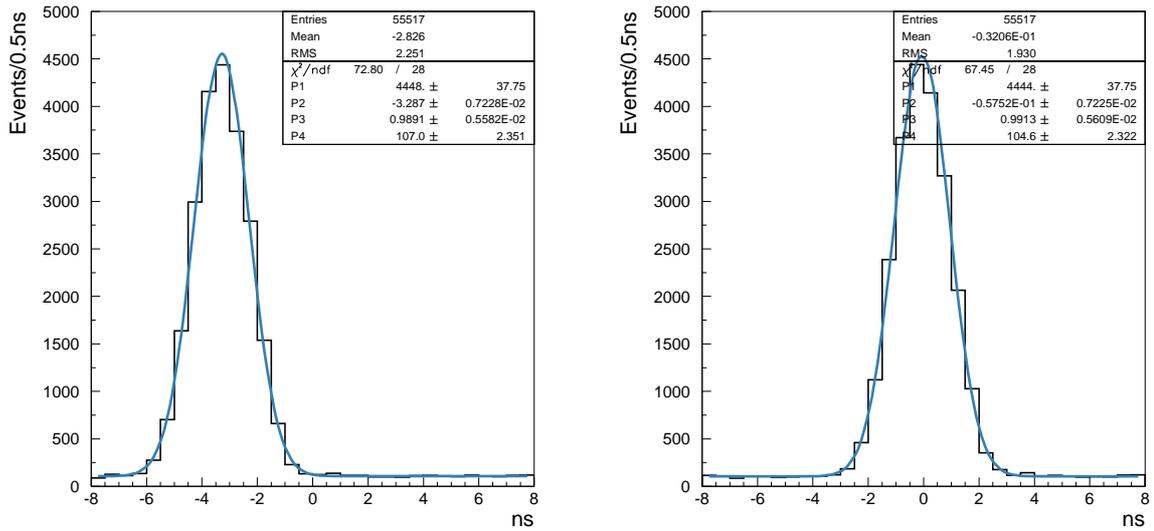


Рис. 3.15. Распределение для времени между сигналами "MOR" и "HyCal TotalSum". Слева – до процедуры дополнительного выравнивания, справа - после. Кривые - результат фитирования

Одна из методик получения калибровочных коэффициентов – составление матричного уравнения и сведения задачи к нахождению соотв. обратной матрицы. Она широко применялась в онлайн-калибровках в 70е – 90е годы, когда нужно было быстро получить калибровочные коэффициенты при относительно невысокой вычислительной способности имевшихся в наличии ЭВМ. Методика даёт возможность сразу получить коэффициенты без каких либо итераций и процедур фитирования, что давало существенный выигрыш во времени. Однако коэффициенты, полученные в ней, соответствуют среднеквадратичным значениям используемых распределений. В случае калибровок на гамма квантах или электронах - это распределения для отношения энергии, измеренной калориметром, к энергии первичной частицы, измеренной пучковым детектором или трекером. В случае калибровки на инвариантную массу π^0 -мезона или другой частицы - это соотв. спектр инвариантных масс. Практически все эти распределения не симметричны, содержат фоновую подложку и подвержены статистическим флуктуациям. Поэтому, калибровочные коэффициенты, найденные

таким методом (как среднеквадратичные соотв. спектров), не очень точны, годны лишь в качестве первоначального приближения и могут быть улучшены.

Калибровочные коэффициенты в данном анализе были получены методом итераций с использованием процедуры фитирования сигнала и фона. Это позволяет существенно снизить влияние фона и статистических флуктуаций (в случае небольшой статистики, приходящейся на один канал) и получить наиболее вероятные значения для пиков распределений вместо среднеквадратичных. Коэффициенты, полученные таким методом, заметно ближе к реальным значениям и дают наилучшие результаты, индикатором чего является меньшая ширина пика инвариантной массы для всего калориметра. Кроме того, здесь есть наглядность, т.к. можно наблюдать соотв. спектры, результаты их фитирования и их изменения в процессе калибровочных итераций.

3.7.1. Калибровка калориметра на пучке γ -квантов

Энергетическая калибровка калориметра проводилась в меченом пучке γ -квантов. Для этой цели калориметр был установлен на подвижную платформу и двигался так, что все его модули были экспонированы пучком. В условиях калибровки, когда пучок непосредственно попадал в модуль, его интенсивность была снижена по сравнению с использованной в сеансах по рождению π^0 -мезонов примерно в тысячу раз. Данная процедура была проведена дважды – в начале и в конце всех сеансов.

В ходе процедуры энергетической калибровки энерговыделение, регистрируемое калориметром, сравнивалось с энергией исходного γ -кванта, определённой системой мечения. Анализировалось распределение по отношению энергии кластера к энергии пучка. Спектр энергий γ -квантов, использованных для калибровки, приведён на рис. 3.16. Типичная гистограмма для отношения энергии калориметра к энергии пучка показана на рис. 3.17. В отобранных событиях подобные гистограммы заполнялись для каналов с наибольшим энерговыделением в кластере, если координаты кластера соответствовали ожидаемому

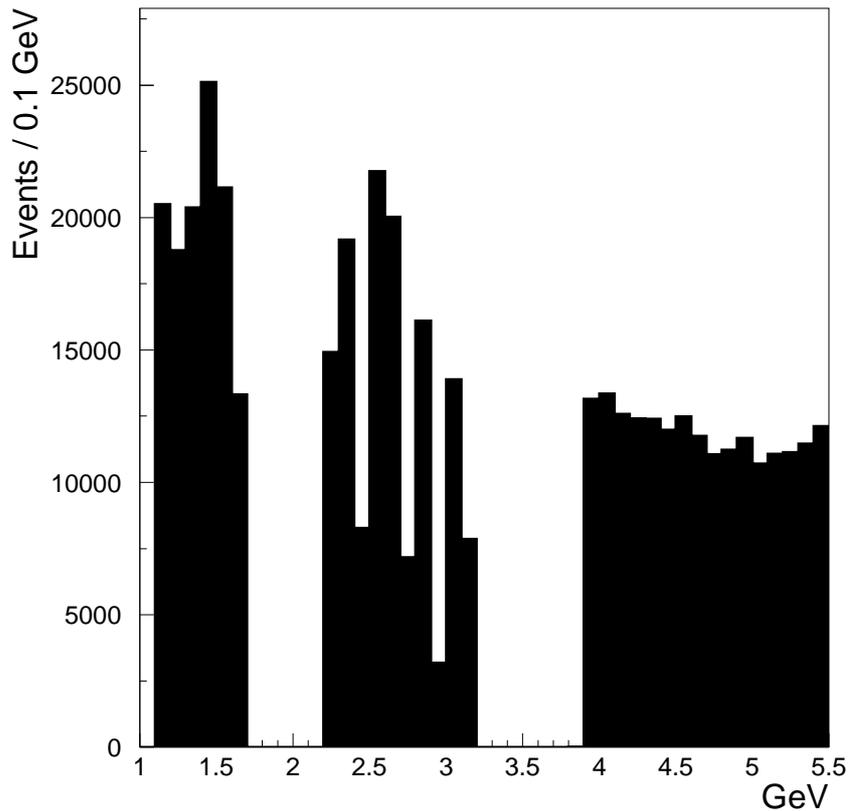


Рис. 3.16. Спектр энергий меченых γ -квантов, использованных для калибровки

положению пучка в пределах нескольких сантиметров. Также были наложены следующие условия отбора событий: 1) система "вето" не должна помечать кластер, как образованный заряженной частицей, чтобы исключить взаимодействия γ -кванта по пути к калориметру, которые могут изменить его энергию; 2) требовалось, чтобы отношение энерговыделения в данном модуле к энерговыделению во всех модулях кластера было больше половины (т.н. условие Зейделя, в противном случае влияние неточности коэффициентов остальных модулей кластера может быть критичным для сходимости итераций). Полученные гистограммы для всех модулей фитировались, и находилось положение центра пика ($R = \frac{E_{cluster}}{E_{tagger}}$), где $E_{cluster}$ - энергия кластера, E_{tagger} - энергия пучка, определяемая системой мечения. Калибровочный коэффициент умножался на поправку, находимую по формуле: $corr = R^{-\alpha}$, где $\alpha = 1$, когда R заметно от-

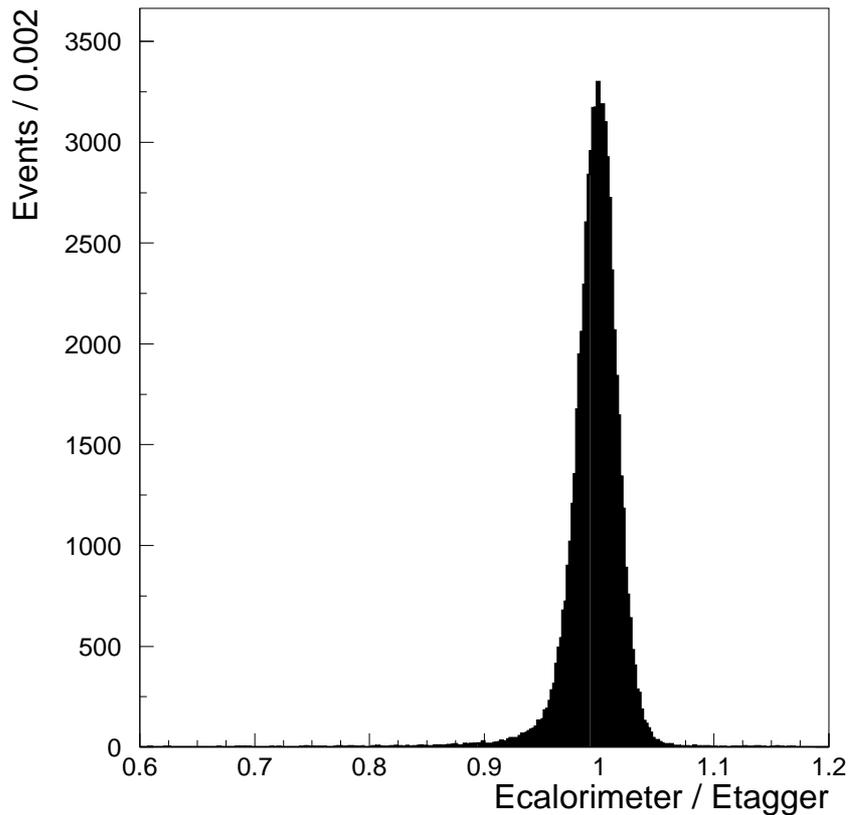


Рис. 3.17. Отношение энергии, регистрируемой калориметром, к энергии пучка для одного из модулей калориметра на основе вольфрамата свинца

личается от единицы и $\alpha = 0.5$, когда R вблизи единицы: $|1 - R| < 0.01$. Далее вся процедура анализа доступной статистики повторялась с поправленными калибровочными коэффициентами. После 3х – 4х итераций наблюдалась полная сходимость.

Процедура сканирования калориметра пучком гамма квантов позволяет откалибровать калориметр, получить его энергетическое и координатное разрешение, а также линейность его отклика. На рис. 3.18 цветом показана величина энергетического разрешения, полученная в результате калибровки, для всех модулей калориметра для области энергий 2.2...2.6 ГэВ. Модули, считываемые более шумной электроникой (Readout Control #4), обведены.

Зависимость энергетического разрешения от исходной энергии γ -кванта

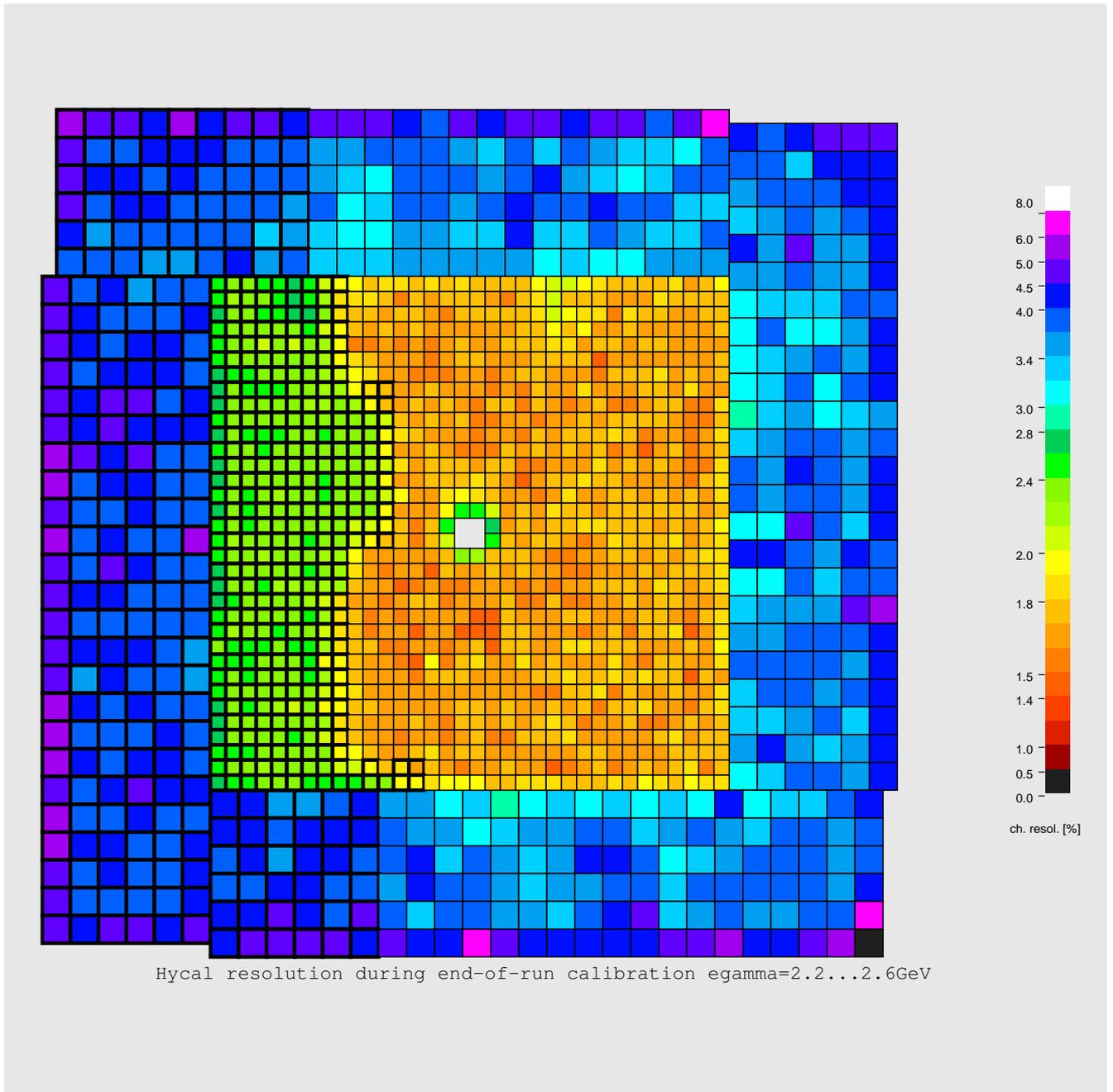


Рис. 3.18. Энергетическое разрешение модулей для энергий 2.2...2.6 ГэВ

получена отдельно для модулей свинцового стекла и вольфрамата свинца (рис. 3.19) и параметризована в виде $\frac{\sigma E}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E}$ (E – энергия гамма кванта в ГэВ). Исключая пограничные слои и модули, считываемые шумной электроникой (Readout Control #4), были получены следующие значения параметров: для вольфрамата свинца: $a = 0.86\% \pm 0.03\%$, $b = 2.54\% \pm 0.05\%$, $c = 1.02\% \pm 0.09\%$;

для свинцового стекла: $a = 2.35\% \pm 0.03\%$, $b = 5.38\% \pm 0.05\%$ (коэффициент c оказался мал: его значение не превышало величину собственной погрешности, т.к. используемый диапазон энергий и статистика были недостаточны для его точного определения. Не ухудшая качества параметризации, он был исключён.)

Для получения пространственного разрешения были построены распределения по разности между координатой пучка и восстановленного кластера (рис. 3.20). Т.к. координата пучка размыта из-за его неточности и угловой расходимости, полученные распределения фитировались свёрткой известной формы (т.н. "профилем") пучка с гауссианой, взятой для описания отклика калориметра. Разрешение по координате как функция энергии пучка хорошо описывалось формулой $\sigma x = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}}$ (E - энергия гамма кванта в ГэВ), где $a = 0$ в пределах статистической ошибки 0.01 см, $b = 0.28 \text{ см} \pm 0.01 \text{ см}$ для вольфрамата свинца и $a = 0.04 \text{ см} \pm 0.01 \text{ см}$, $b = 0.52 \text{ см} \pm 0.01 \text{ см}$ для свинцового стекла (рис. 3.21).

Данная процедура сканирования также позволяет получить зависимость координатного разрешения для некоторой фиксированной энергии от места попадания в модуль калориметра. Наилучшее координатное разрешение получается при попадании на границу двух модулей, т.к. энерговыделение в соседних модулях в этом случае наиболее чувствительно к координате входа пучка. И наоборот, в случае попадания в центр модуля, разрешение по координате оказывается наихудшим. Восстанавливаемые координаты частично смещаются к центру модуля. Для компенсации данного эффекта была применена процедура коррекции, описанная в [52, 53]. На рис. 3.22 приведена зависимость координатного разрешения от точки попадания в калориметр.

Можно говорить о том, что энергетическое и пространственное разрешение для вольфрамата свинца примерно вдвое лучше, чем для свинцового стекла при одинаковых энергиях γ -квантов.

Для использованного диапазона энергий (1.1 – 5.5 ГэВ) была получена

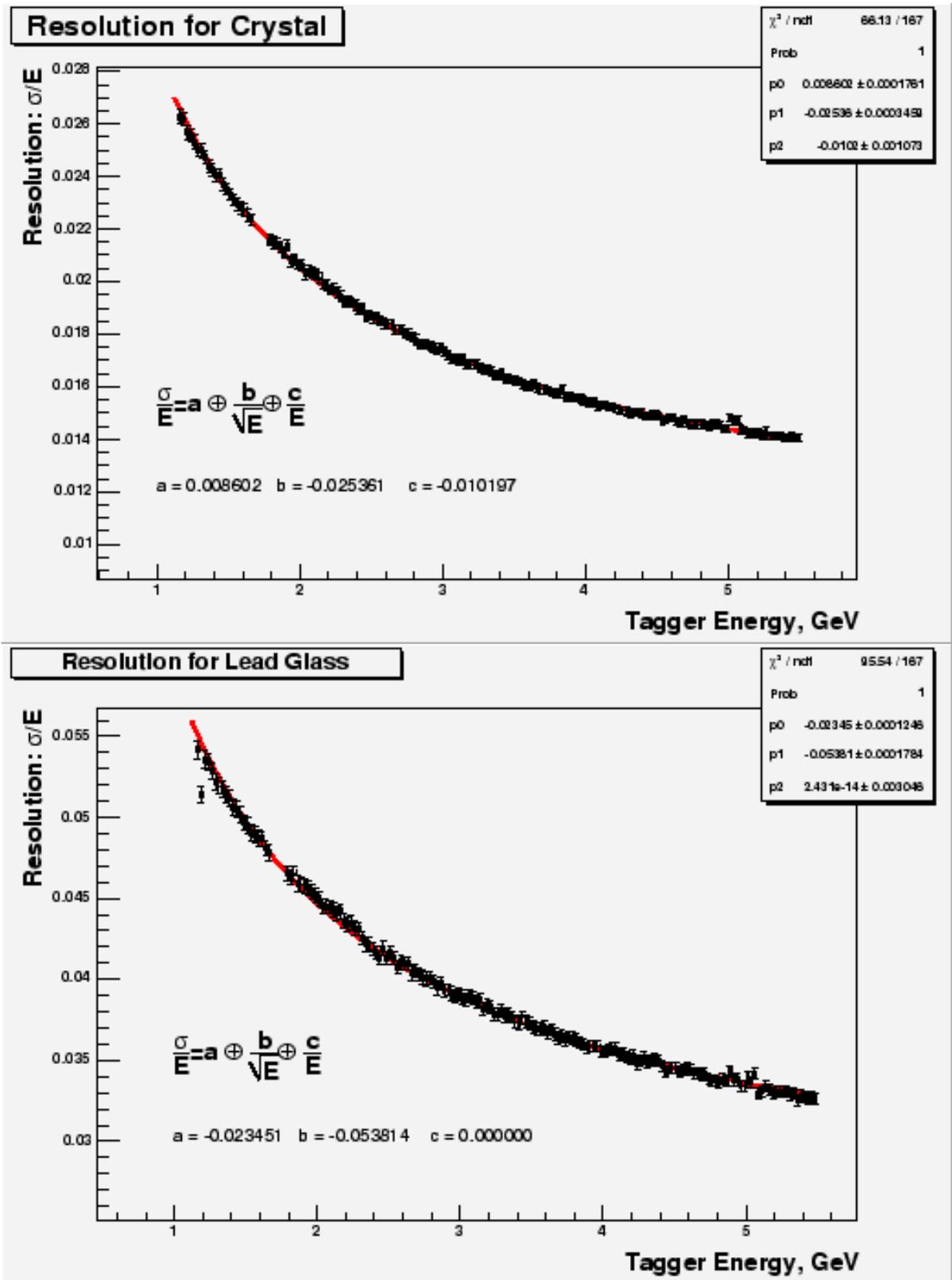


Рис. 3.19. Энергетическое разрешение калориметра как функция энергии налетающих гамма квантов. Сверху – вольфрамат свинца, снизу – свинцовое стекло, исключая границу

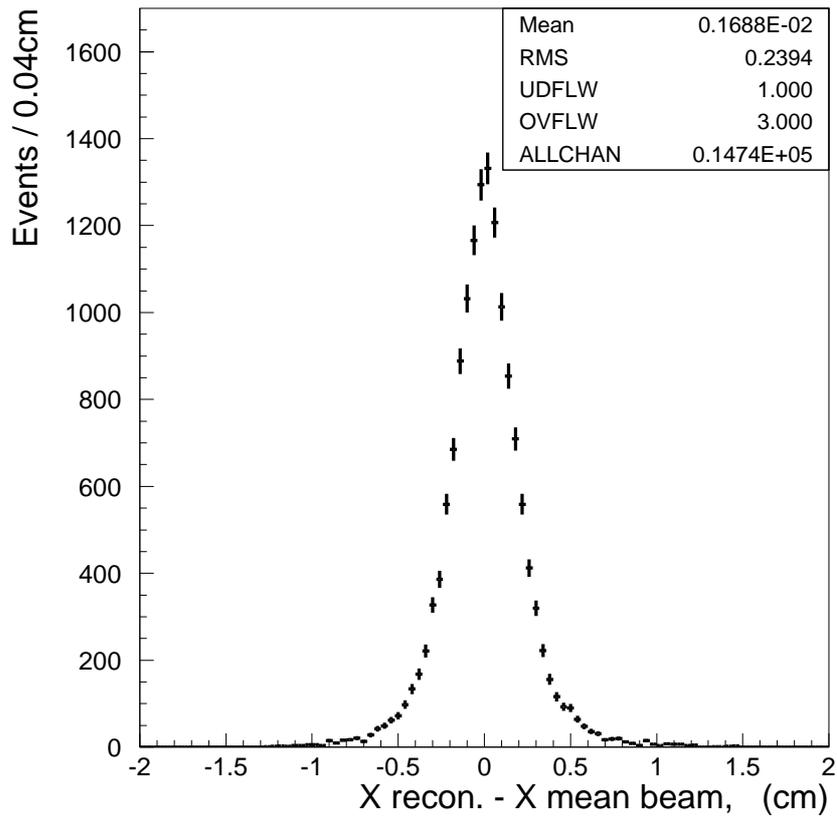


Рис. 3.20. Типичный вид распределения по разности между координатами восстановленного кластера и центра пучка для модуля вольфрамата свинца при энергиях гамма кванта 4.5 – 5.5 ГэВ

функция линейности энергетического отклика для каждого модуля (рис. 3.23). Данная функция была параметризована в виде $\frac{E_{cluster}}{E_{tagger}} = 1 + \Delta(\alpha - \beta\Delta^2) \cdot 10^{-3}$, где $\Delta \equiv E_{cluster} [\text{ГэВ}] - 2 \text{ ГэВ}$. Коэффициенты α и β получены из фитирования для каждого модуля в отдельности и записаны в базу данных для коррекции функции линейности в дальнейшем. Диапазон типичных значений для α : 1...6, для β : 0.1...0.3.

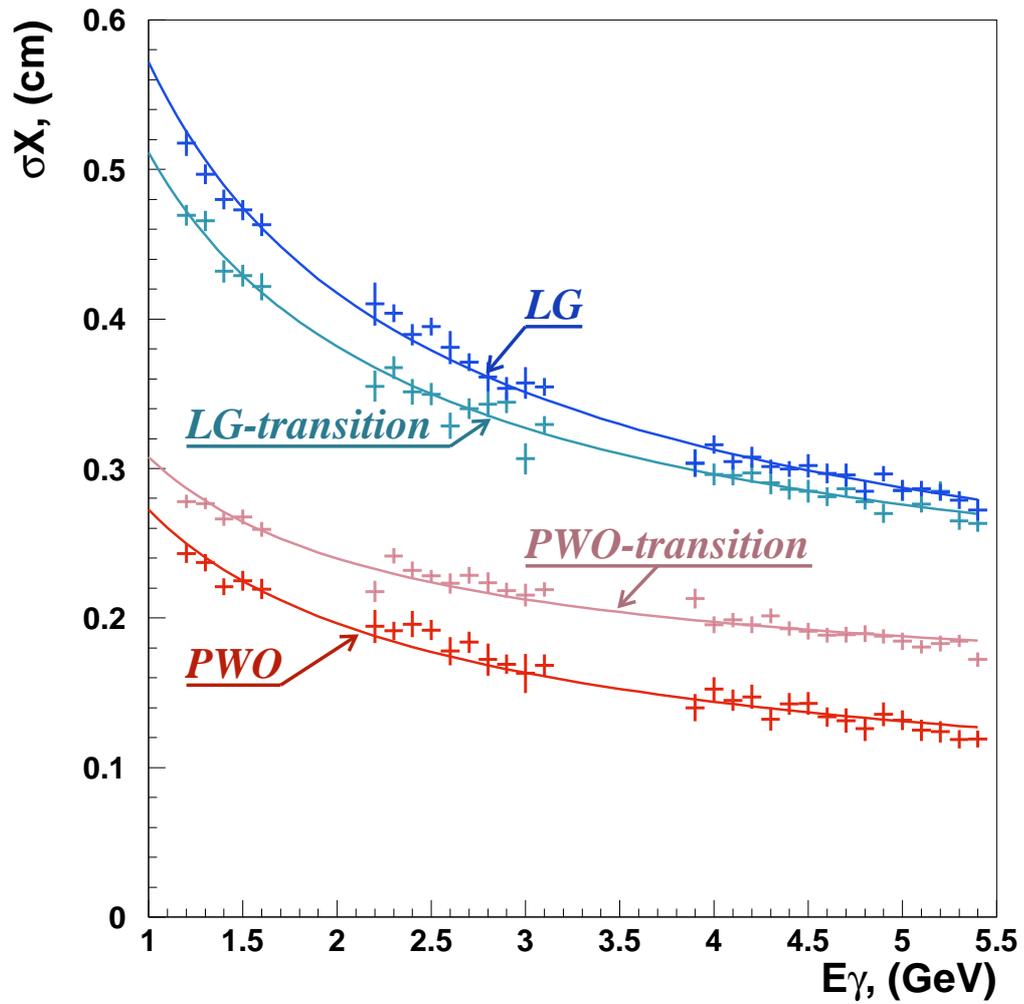


Рис. 3.21. Координатное разрешение как функция энергии γ -квантов. Сверху вниз: свинцовое стекло (исключая границу), свинцовое стекло на границе с $PbWO_4$, вольфрамат свинца на границе со стеклом, вольфрамат свинца (исключая границу)

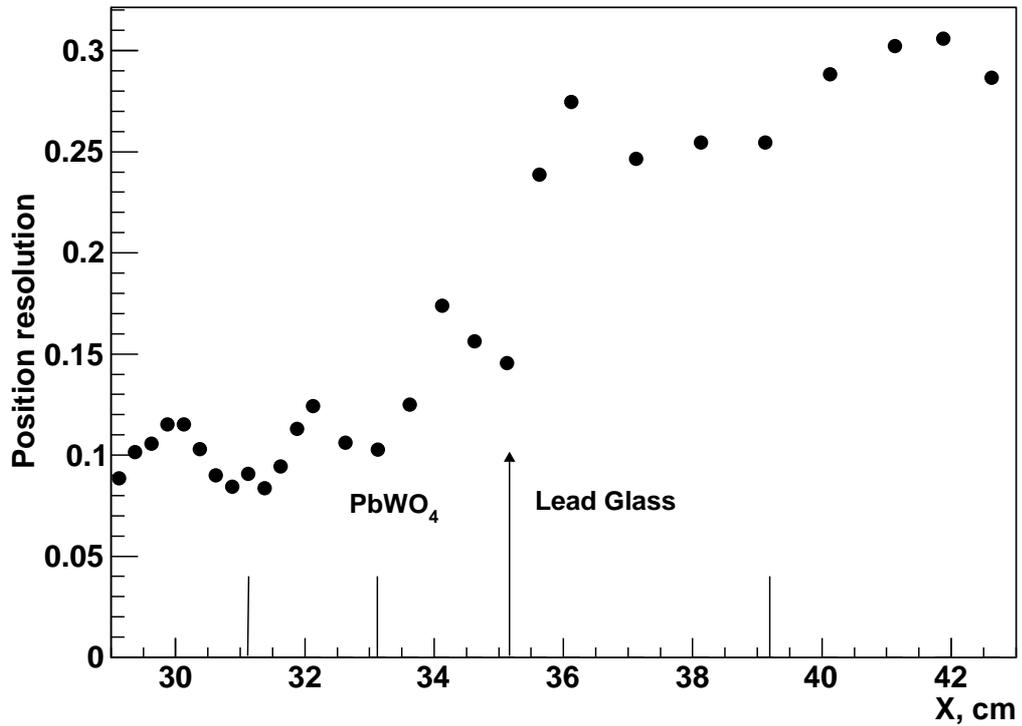
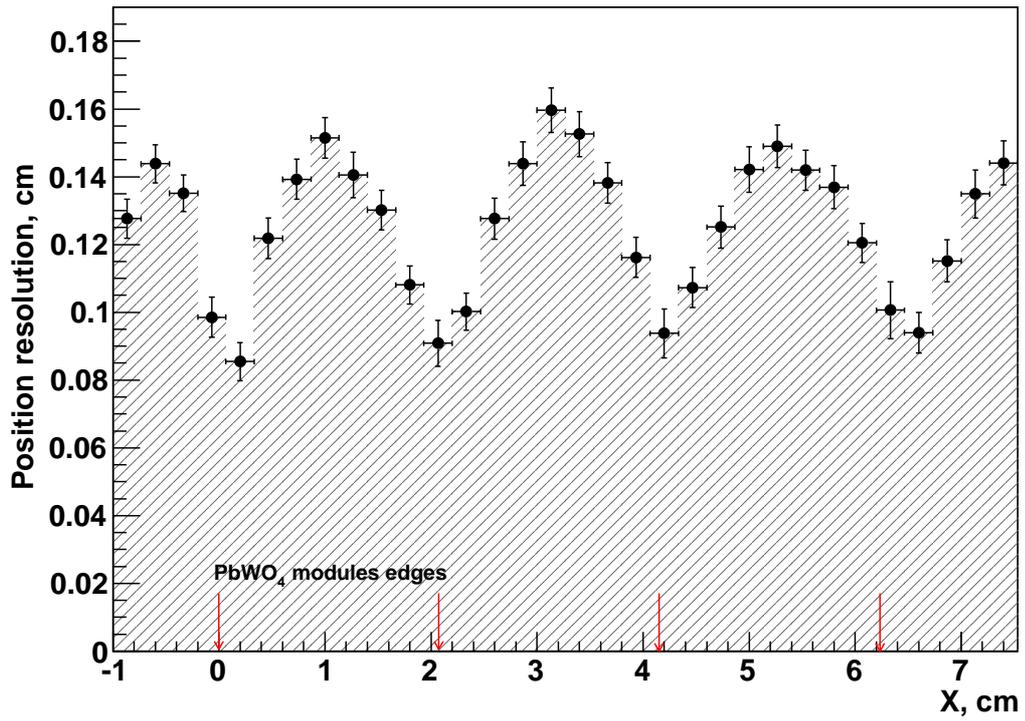


Рис. 3.22. Координатное разрешение как функция точки попадания γ -кванта в калориметр. Сверху – внутри вольфрамата свинца, снизу – переход в свинцовое стекло. Стрелки и линии показывают положение границ модулей

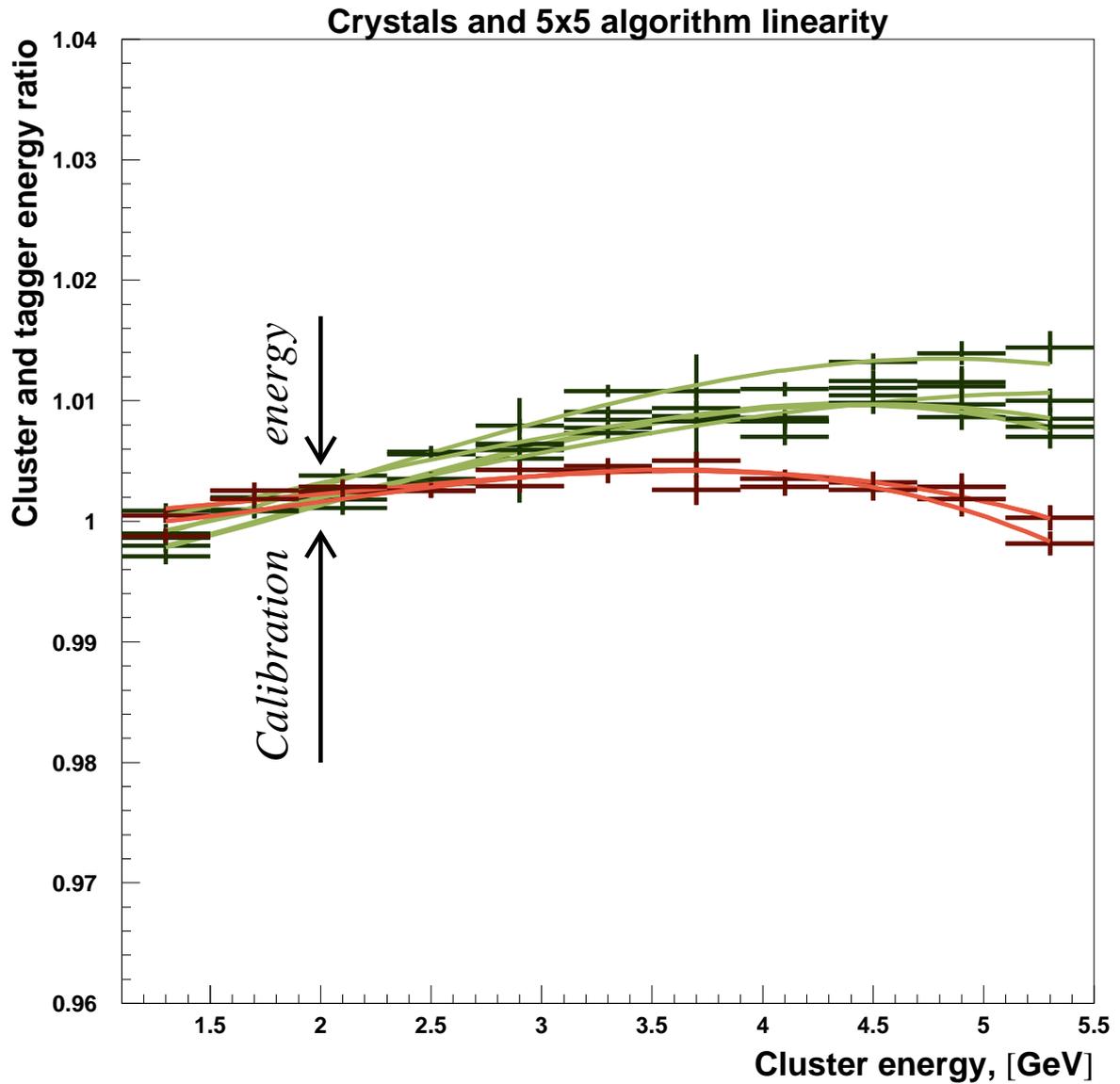


Рис. 3.23. Линейность энергетического отклика различных модулей калориметра. Стрелкой показана средняя энергия γ -квантов, использованных для калибровки. Одинаковыми цветами показаны кривые со сходными значениями параметров

3.7.2. Калибровка калориметра с использованием распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Для более точного отслеживания калибровочных коэффициентов модулей калориметра в ходе сеансов проведена энергетическая калибровка с использованием распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Наиболее очевидным преимуществом данного метода является то, что он использует те же события, что и в анализе фоторождения π^0 -мезонов. Калибровочные коэффициенты подвержены незначительному (в редких случаях значительному) изменению во времени. В данной методике полученные величины совпадают во времени с теми, что используются в дальнейшем анализе. Это важно, если учесть, что калибровка калориметра в пучке γ -квантов заметно отстоит во времени от набора статистики по рождению π^0 -мезонов. Кроме того, полученные коэффициенты соответствуют тем же углам входа частиц в калориметр (последнее особенно важно для периферийных областей калориметра). К недостаткам этого метода можно отнести ограниченную статистику и невозможность откалибровать наиболее центральные модули, закрытые вольфрамовой защитой (в случае калибровки в пучке гамма квантов в этих модулях открывались специальные отверстия).

Для увеличения статистики все π^0 -мезоны (упругие, неупругие, из случайных триггерных совпадений) были отобраны для калибровки. Информация о времени и энергии пучковой частицы не использовалась. Углеродная мишень даёт заметно большее количество π^0 -мезонов в единицу времени, чем свинцовая, и позволяет набрать достаточную статистику в интервале времени разумной величины (несколько десятков сеансов) пока сами коэффициенты не сильно изменились. Поэтому, использование сеансов с углеродной мишенью предпочтительно. Рис. 3.24 показывает двумерное распределение всех регистрируемых π^0 -мезонов по их энергии и углу вылета. "Область упругости" (4.9 – 5.5 ГэВ) содержит примаковский и ядерный когерентный пики. Широкий максимум двумерного распределения в середине гистограммы соответствует неупругим π^0 -мезонам от распадов интенсивно рождающихся векторных мезонов (ω и $\rho^{\pm,0}$).

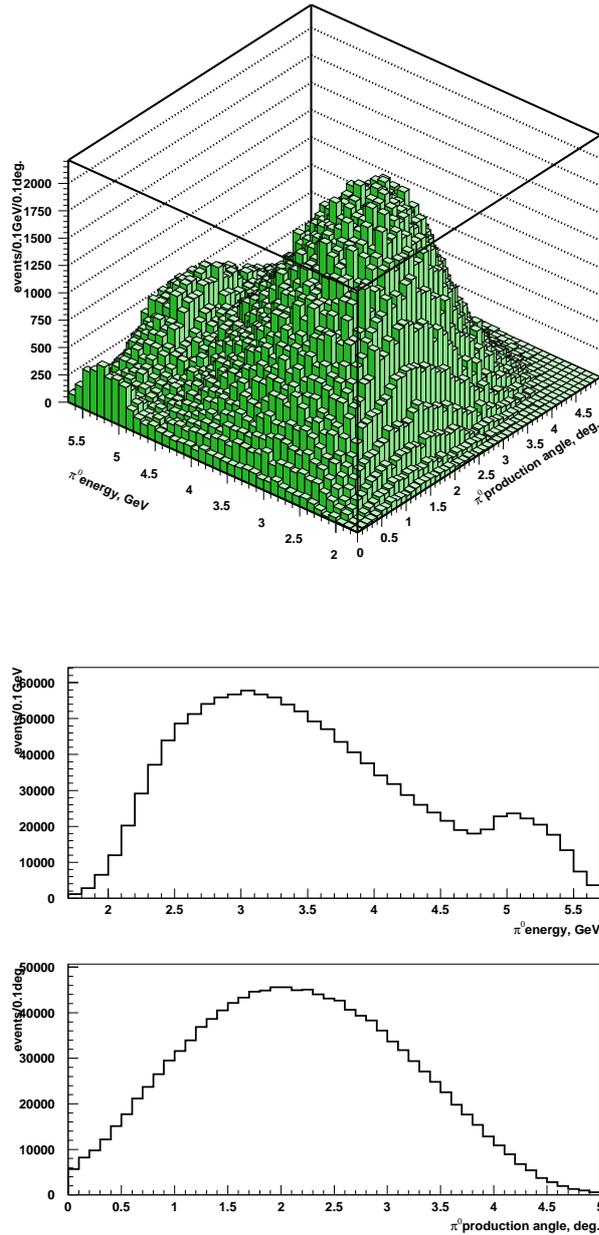


Рис. 3.24. Распределение по энергии и углу вылета π^0 -мезонов, использованных для калибровки. Сверху – двумерное распределение по энергии и углу вылета; в середине – проекция двумерного распределения на ось энергии; внизу – проекция на ось угла вылета

Первым шагом в процедуре было заполнение гистограмм с инвариантной массой двух гамма квантов для всех каналов калориметра из доступной статистики. Отбирались события с двумя и более кластерами, в каждом событии перебирались все пары кластеров. Для каждого кластера из пары находился ка-

нал с максимумом энергосвечения (всего отбиралось два канала на пару). Для этих каналов заполнялась гистограмма с инвариантной массой, подсчитанной для пары. Также были наложены дополнительные ограничения: 1) энергии распадающих гамма квантов должны были превышать 0.5 ГэВ, как и в основном анализе; 2) в случае, когда один из двух каналов с максимумом энергосвечения соответствовал модулю на основе кристалла, а другой - на основе свинцового стекла, гистограмма заполнялась только для модуля свинцового стекла, чтобы не увеличивать ширину пика для кристалла; как и в случае калибровки в пучке γ -квантов требовалось, чтобы: 3) система "вето" не помечала кластеры и 4) отношение энергосвечения в данном модуле к энергосвечению во всех модулях кластера было больше половины. Полученные гистограммы для всех модулей фитировались и находились положения центров пиков, соответствующих массе π^0 -мезона ($M(\pi_{fitted}^0)$) для каждого из них. Калибровочный коэффициент умножался на поправку, находимую по формуле: $corr = \frac{M(\pi_{table}^0)}{M(\pi_{fitted}^0)}$, где $M(\pi_{table}^0)$ - известная масса π^0 -мезона. Далее вся процедура анализа доступной статистики повторялась с поправленными коэффициентами. Рис. 3.25 показывает изменение калибровочных коэффициентов с увеличением количества итераций. После достаточной сходимости проводились корректировки, такие как уточнение коэффициентов нелинейности и т.д. (показаны стрелками). После 6и - 7и итераций наблюдалась хорошая сходимость, после 10и - 15и итераций дальнейшее улучшение коэффициентов отсутствовало и они флуктуировали около полученных значений. Распределение по среднему значению массы восстановленных π^0 -мезонов для всех модулей $PbWO_4$ для различных итераций приведены на рис. 3.26.

В таблице 3.4 приведены разрешения по массе π^0 -мезонов с энергией 4.8 - 5.5 ГэВ до и после проведения данной процедуры калибровки. Улучшение разрешения по массе составило 10%-15%. Разность между положением пика в спектре инвариантных масс и массой π^0 -мезона сократилась на порядок и в большинстве случаев не превышает 0.1 МэВ. Подробно параметры массового

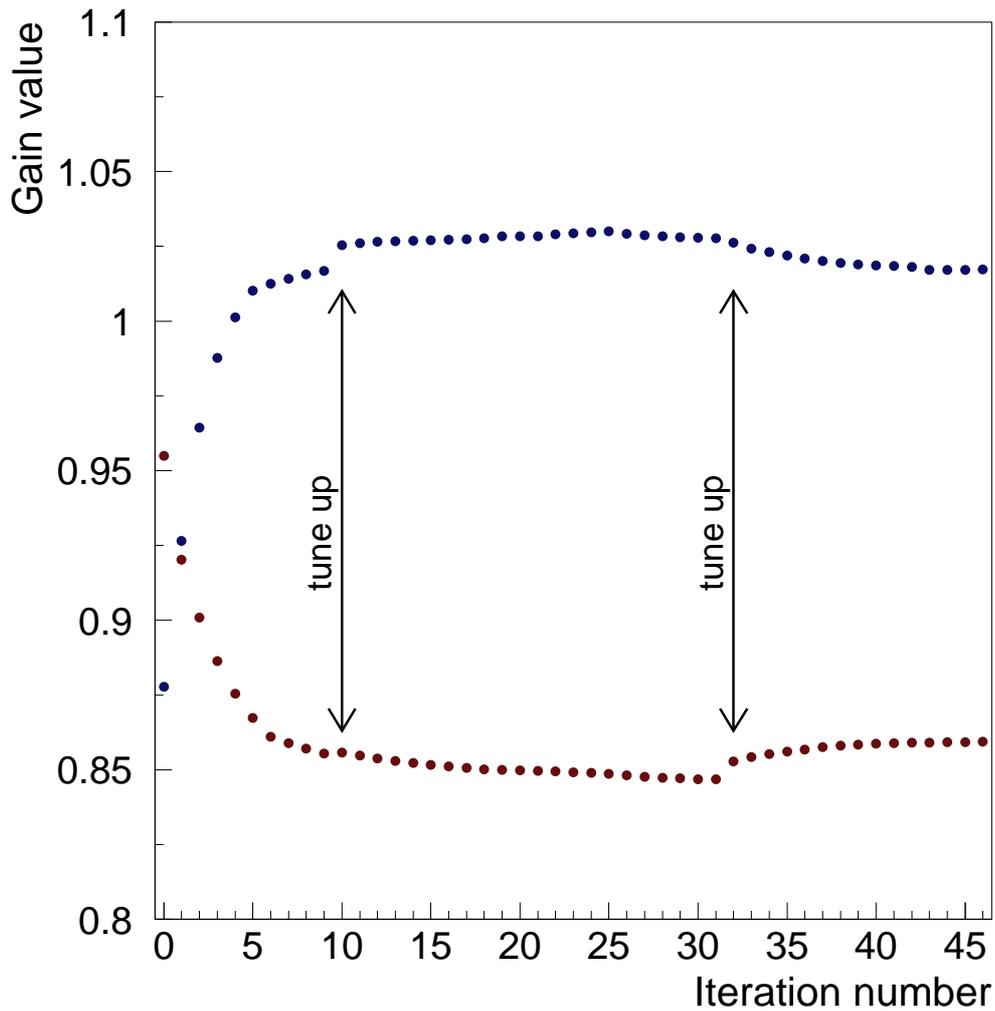


Рис. 3.25. Эволюция калибровочных коэффициентов с увеличением количества итераций для двух модулей. Стрелками показана корректировка параметров алгоритма восстановления спектра и разрешение по массе π^0 -мезона приводятся в таблице 3.6 (стр. 122).

Моделирование этой процедуры показало, что использованная статистика позволяет найти калибровочные коэффициенты с точностью около 0.5%. Наложив требование одновременно правильного положения пика инвариантной массы π^0 -мезона и упругого пика в энергетическом распределении, было вычислено "ожидаемое" расстояние от центра мишени до передней поверхности кристаллов $Z = 731.5$ см, близкое к измеренному значению $Z = 731.9$ см.

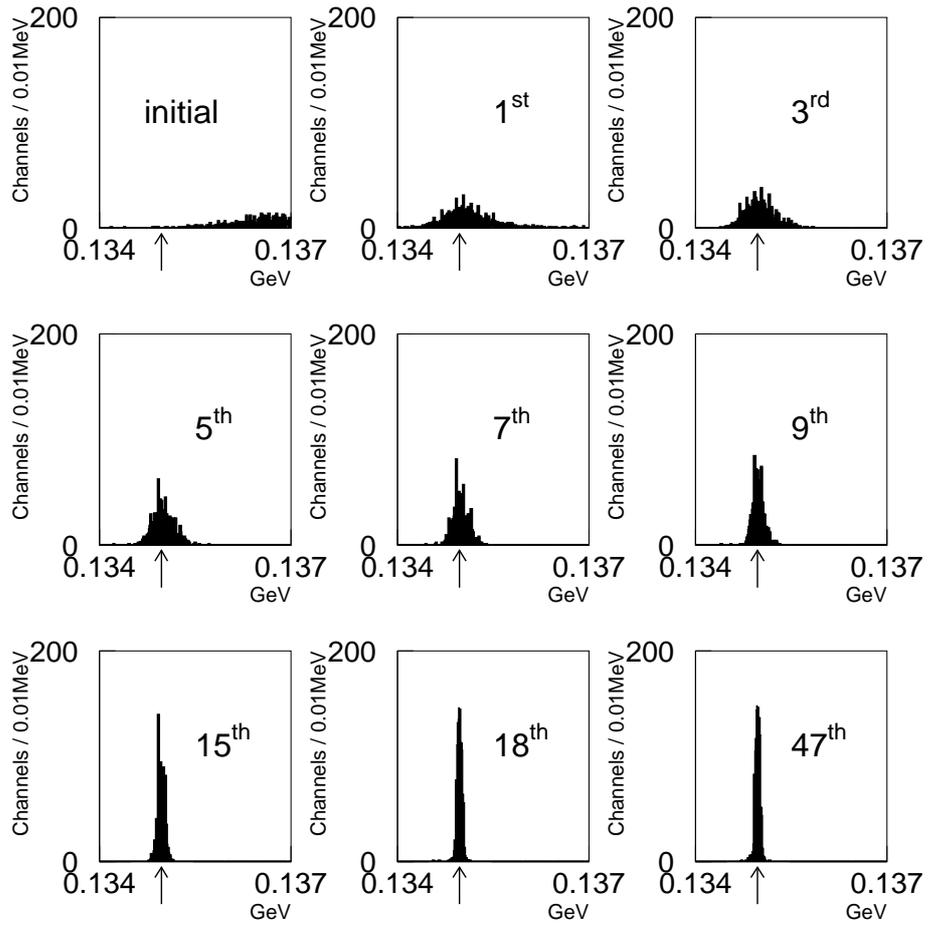


Рис. 3.26. Распределение по среднему значению для массы восстановленных π^0 -мезонов для всех модулей $PbWO_4$ в различных калибровочных итерациях (указаны цифрами)

Таблица 3.4. Улучшение разрешения по массе упругих π^0 -мезонов в ходе калибровки на массу

тип регистрации распада: зоны попадания гамма квантов от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	разрешение до калибровки, [МэВ]	разрешение после калибровки, [МэВ]
оба в модулях вольфрамата свинца	2.7	2.3–2.4
в разных частях калориметра	5.0	4.2
оба в модулях свинцового стекла	6.0	5.0

3.8. Функция энергетического отклика калориметра

Будем понимать под энергетическим откликом калориметра отношение энергии восстановленного кластера в калориметре к энергии падающего γ -кванта, произведшего этот кластер. Пример такой функции для случая попадания пучка в один из модулей $PbWO_4$ приведён на рис. 3.27. Вопросы разрешения калориметра (параметров пика функции энергетического отклика) и его соответствия в моделировании были обсуждены в предыдущих разделах. В этом разделе обсудим поведение функции энергетического отклика калориметра вне основного пика (т.е. на её "хвостах").

События, лежащие вне основного пика (вне диапазона $[0.9 \dots 1.1]$ функции), будут, в основном, потеряны их анализа, т.к. энергия и масса π^0 -мезона, один из γ -квантов от распада которого "попал на хвост" этой функции, будут восстановлены далеко от правильного значения, и интерпретированы как фоновые. Таким образом "хвосты" функции энергетического отклика калориметра будут, хоть и незначительно, влиять на эффективность восстановления π^0 -мезонов. Поскольку используемая нами эффективность получена из моделирования, нас будет прежде всего интересовать насколько точно "хвосты" этой функции в моделировании соответствуют действительности.

В данных мы получаем функцию отклика для всех модулей в ходе сканирования калориметра пучком γ -квантов. Энергия налетающего γ -кванта хорошо измерена системой мечения фотонного пучка. Отличием от условий набора статистики π^0 -мезонов будет сниженная интенсивность пучка (примерно в 1000 раз) и наклон вектора импульса γ -кванта к плоскости калориметра (в случае сканирования импульс всегда нормален).

Вид функции энергетического отклика для Монте-Карло представлен на рис. 3.28. На верхней гистограмме пучок сканирует по горизонтали весь модуль, на нижней пучок бьет в центр модуля. Видно, что количество событий на "хвосте" энергетического отклика сильно зависит от того, сколько событий

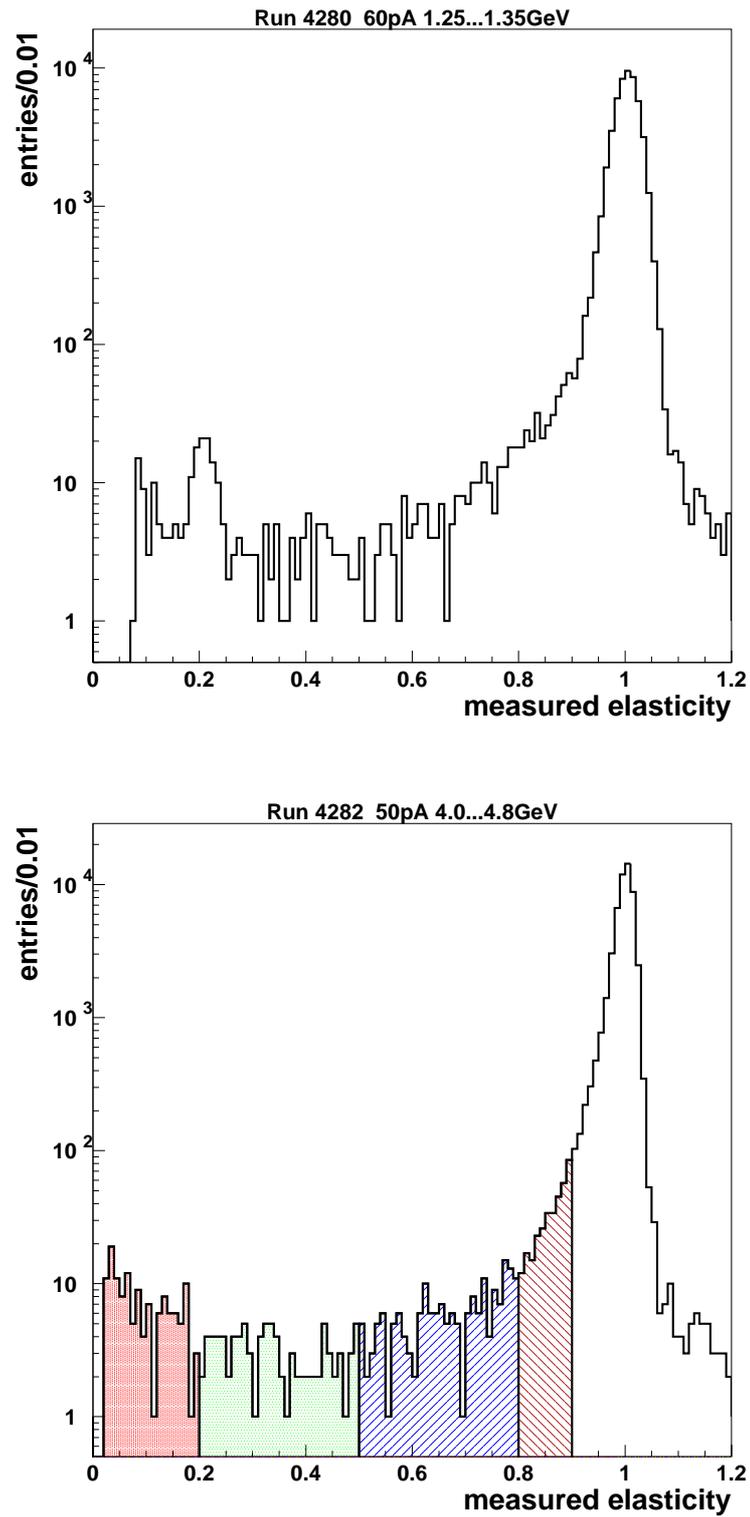


Рис. 3.27. Функция энергетического отклика, измеренная во время сканирования. Пучок расположен по центру модуля $PbWO_4$ W2016 Сверху – энергия пучка 1.25...1.35 ГэВ; снизу – 4.0...4.8 ГэВ

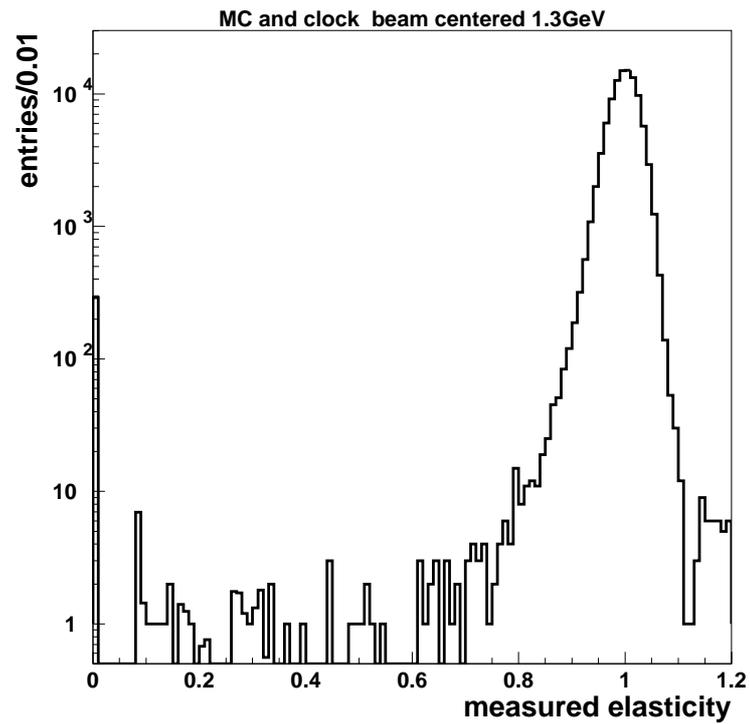
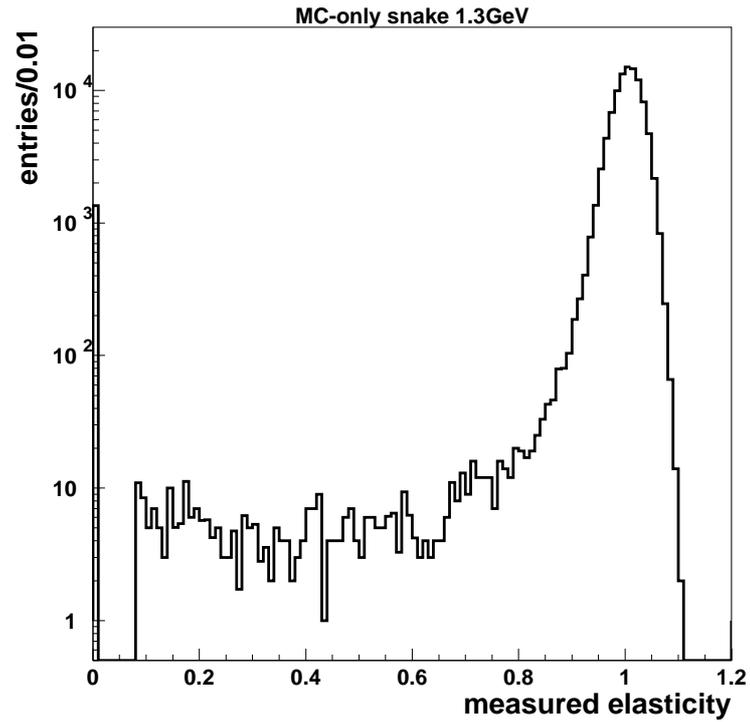


Рис. 3.28. Функция энергетического отклика, полученная при моделировании. Энергия пучка 1.3 ГэВ. Сверху – пучок распределен горизонтально по всему модулю, как при сканировании; снизу – пучок расположен по центру модуля

пришлось на зону раздела между двумя модулями. На нижней гистограмме также добавлен фон случайных совпадений (события из "Clock" триггера). После этой процедуры функция отклика начинает хорошо совпадать с данными в области значений выше 1.1 (учитывается "pile up" эффект). Таким образом, можно сделать вывод, что основной причиной, по которой энергия в событии (как в данных так и в моделировании) может быть восстановлена далеко от истинного значения, является утечка энергии за пределы калориметра. Утечки энергии прежде всего связаны с наличием обертки модулей. Наличие электронного шума и наложение случайных событий также влияет на функцию отклика и учтено в моделировании путем наложения случайных событий от триггера "Clock" на модельные. Наконец, в данных сеанса сканирования присутствуют события с ложными срабатываниями системы мечения, когда информация о пучковой частице есть, а самой частицы нет. Таких событий 5% – 10% от общего числа. Поэтому, ложный нуль функции отклика в данных в основном связан с отсутствием пучковой частицы и не должен учитываться. Подобный "нуль" также может быть замещён на случайное значение энергии при совпадении по времени с прохождением неучтённой пучковой частицы, однако, из-за низкой интенсивности пучка, вероятность такого совпадения мала (не больше 5%).

Нашей задачей является численная оценка возможного расхождения в доле событий вне основного пика функции энергетического отклика в эксперименте и моделировании. Это расхождение будет одним из факторов точности для эффективности, полученной методом Монте-Карло. Для удобства численной оценки разобьём интервал вне основного пика $[0.9 \dots 1.1]$ функции отклика на подынтервалы $(0 \dots 0.2]$, $[0.2 \dots 0.5]$, $[0.5 \dots 0.8]$ и $[0.8 \dots 0.9]$. Количество событий в интервале $[1.1 \dots \infty)$ в данных и Монте-Карло мало и хорошо согласуется между собой (вносимая погрешность заведомо меньше 0.1%). Количество событий в "нуле" (ниже порога регистрации калориметра), может быть достоверно извлечено в Монте-Карло. Полученное из Монте-Карло значение равно 0.2%-0.4% (в зависимости от толщины обертки конкретного модуля) для случая нормального

падения пучка, равномерно распределенного по горизонтальной линии по центру модуля (сканирование). В данных же для этой цели были проведены сеансы по набору статистики π^0 -мезонов со счётчиком полного поглощения, стоящим на 30 см ниже линии пучка за калориметром. Считая, что все события утечки электромагнитных ливней из модулей калориметра будут регистрироваться в счётчике полного поглощения (в случае геометрического перекрытия), можно оценить количество событий в "нуле" функции энергетического отклика. Со статистической точностью около 0.2% можно говорить о том, что таких событий утечки зарегистрировано не было. Будем считать эту величину мерой соответствия функции энергетического отклика в "нуле" для данных и Монте-Карло. Доля событий для функции отклика в интервалах $(0 \dots 0.2]$, $[0.2 \dots 0.5]$, $[0.5 \dots 0.8]$ и $[0.8 \dots 0.9]$ для разных значений тока пучка представлена на рис. 3.29. Видно, что эта величина убывает и выходит на постоянное значение с ростом тока пучка. Сама функция энергетического отклика калориметра не зависит от тока пучка, и такое поведение связано с тем, что часть событий вызвана различного рода фонами, независимыми от тока пучка. Другая часть связана со структурой самой функции отклика и пропорциональна току пучка. Т.к. в сеансах набора физической статистики значение тока пучка велико, мы будем использовать асимптотические значения. Для этого полученные данные были отфитированы функцией $y = c_1/x + c_0$. Полученные асимптотические значения c_0 использованы как наиболее близкие истинным. Они сведены в таблицу 3.5 (также приведены величины для Монте-Карло).

Разность между данными и Монте-Карло для всего интервала $(0 - 0.9]$ составляет не более 0.5% для энергии пучка около 4.4 ГэВ и не более 0.9% для энергии пучка около 1.3 ГэВ.

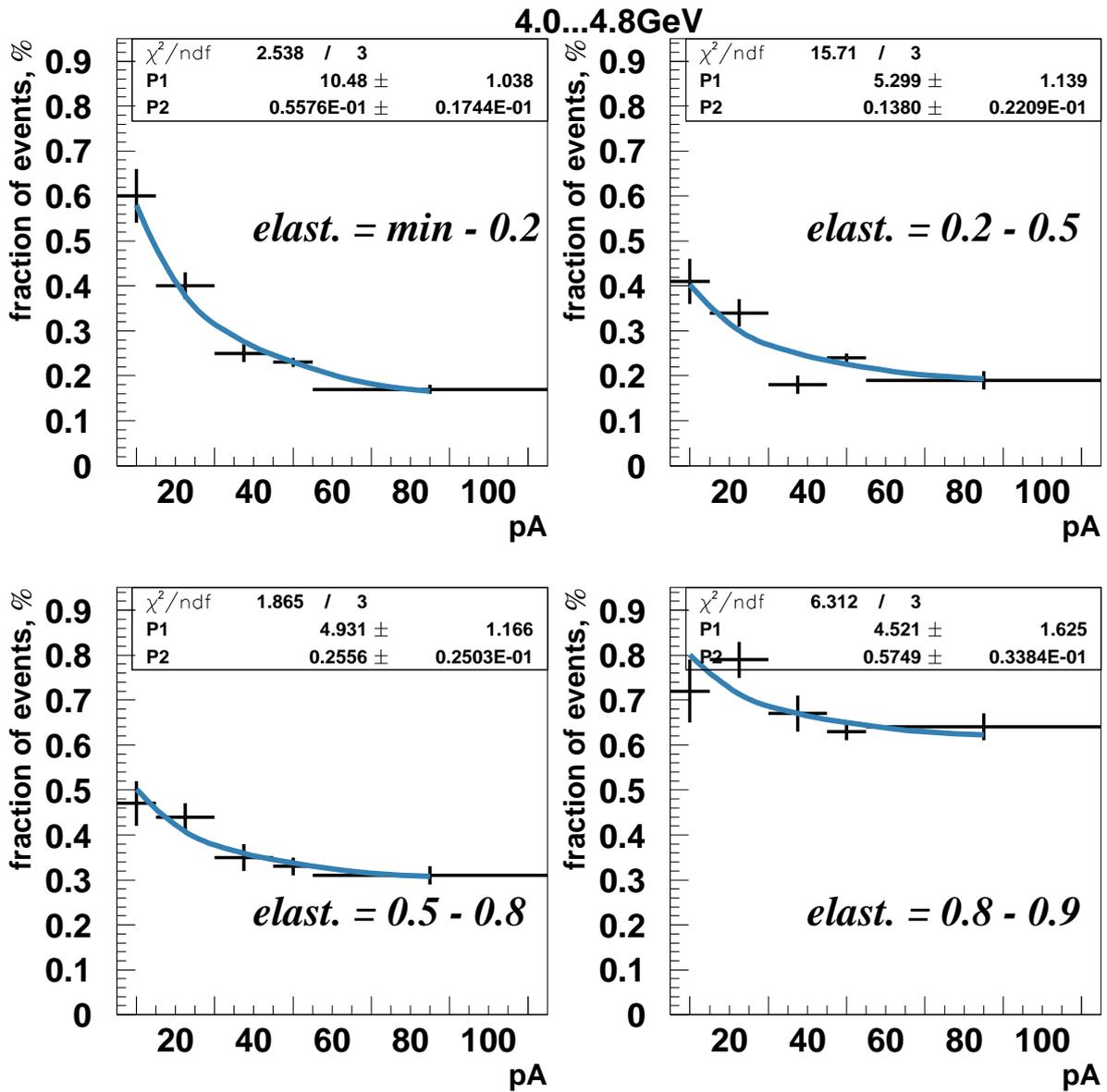


Рис. 3.29. Доля событий в интервалах функции энергетического отклика $(0 \dots 0.2]$, $[0.2 \dots 0.5]$, $[0.5 \dots 0.8]$ и $[0.8 \dots 0.9]$ для тока пучка 20 пА, 30 пА, 50 пА, 60 пА и 95 пА. Кривыми показан фит функцией $y = c_1/x + c_0$. Энергия пучка 4.0 ГэВ – 4.8 ГэВ

3.9. Кинематическая связь на массу π^0 -мезона

В данном анализе для улучшения разрешений использована техника кинематических связей. Она основана на использовании заранее известных констант или параметров, которые аналитически выражаются через измеряемые

Таблица 3.5. Доля событий (в процентах) для разных интервалов функции энергетического отклика калориметра (Монте-Карло и данные для больших токов пучка)

Энергия пучка 1.3 ГэВ			Энергия пучка 4.4 ГэВ		
интервал	Монте-Карло	Данные (асимпт.)	интервал	Монте-Карло	Данные (асимпт.)
Min – 0.2	0.02±0.005	0.15±0.03	Min – 0.2	0.03±0.01	0.06±0.02
0.2 – 0.5	0.02±0.005	0.23±0.04	0.2 – 0.5	0.02±0.01	0.14±0.04
0.5 – 0.8	0.07±0.01	0.40±0.05	0.5 – 0.8	0.08±0.01	0.26±0.03
0.8 – 0.9	0.38±0.02	0.61±0.05	0.8 – 0.9	0.40±0.02	0.57±0.04
Min – 0.9	0.49±0.02	1.39±0.09	Min – 0.9	0.53±0.03	1.03±0.07

величины. Эти аналитические выражения и будут кинематическими связями, используемыми для улучшения разрешений соотв. величин.

Такими параметрами в нашем случае являются масса π^0 -мезона, известная с высокой точностью [16] и энергия гамма пучка, измеряемая системой мечения с точностью 0.1%, что намного превышает разрешение калориметра. Измеряемыми величинами у нас будут энергии гамма квантов в калориметре.

Известная масса π^0 -мезона может быть использована для улучшения разрешения по измеренной калориметром энергии π^0 -мезона и γ -квантов - продуктов его распада. Используя зависимость инвариантной массы π^0 -мезона от энергий γ -квантов, на которые он распадается, вычисляются их поправленные значения E_{1C} и E_{2C} (индекс C от constraint), имеющие лучшее разрешение. Процедура определена таким образом, что при замене измеренных энергий на поправленные всегда будем получать инвариантную массу двух гамма квантов равную табличной массе π^0 -мезона. При этом значения E_{1C} и E_{2C} подбираются так, чтобы разница между ними и измеренными энергиями E_1 и E_2 была пропорциональной соотв. разрешениям: $\frac{|E_1 - E_{1C}|}{|E_2 - E_{2C}|} = \frac{\sigma(E_1)}{\sigma(E_2)}$. В результате энергия π^0 -мезона, находящаяся как сумма $E_{1C} + E_{2C}$, имеет также лучшее разрешение, чем измеренная калориметром сумма энергий: $E_1 + E_2$.

Анализ данных показывает, что разрешение по энергии π^0 -мезона улучшается не менее, чем в полтора раза. Эффект применения процедуры для условий эксперимента PrimEx был смоделирован методом Монте-Карло. Результаты применения процедуры к экспериментальным данным и соотв. моделирование представлены на рис. 3.30. Слева сверху на рисунке показано отношение энергии π^0 -мезона к энергии пучка, наблюдаемое в эксперименте. Справа сверху – те же распределения, смоделированные методом Монте-Карло. Внизу на рисунке приведён результат моделирования для отношения энергии распадного γ -кванта к истинной величине: внизу слева – для γ -кванта с большей энергией, внизу справа – с меньшей. Пурпурными кривыми показан результат фитирования распределений без применения поправок на кинематические связи, голубыми кривыми – фитирование таких же распределений, но полученных с применением кинематических связей. В качестве функций подгонки взяты две гауссианы, в случае экспериментальных распределений добавлен полиномиальный член для описания фона. Все распределения на рис. 3.30 получены для модулей вольфрамата свинца.

3.10. Кинематическая связь на энергию пучка

В случае упругого рождения π^0 -мезона энергия отдачи ядра пренебрежима, так что его энергия равна энергии пучка, измеренной с высокой точностью системой мечения. Используя это обстоятельство, мы можем улучшить разрешение по массе π^0 -мезона и по энергиям γ -квантов - продуктов его распада. В данном случае мы опять эксплуатируем то же соотношение для поправленных энергий, что и для связи на массу π^0 -мезона: $\frac{|E_1 - E_{1C}|}{|E_2 - E_{2C}|} = \frac{\sigma(E_1)}{\sigma(E_2)}$, но уравнением связи теперь будет условие упругости: $E_{1C} + E_{2C} = E_{\text{пучка}}$.

Улучшение разрешения по массе π^0 -мезона и по энергиям γ -квантов - продуктов распада, полученное после применения этой процедуры, показано на рис. 3.31. Для разрешения по массе фактор улучшения более 1.5. Слева свер-

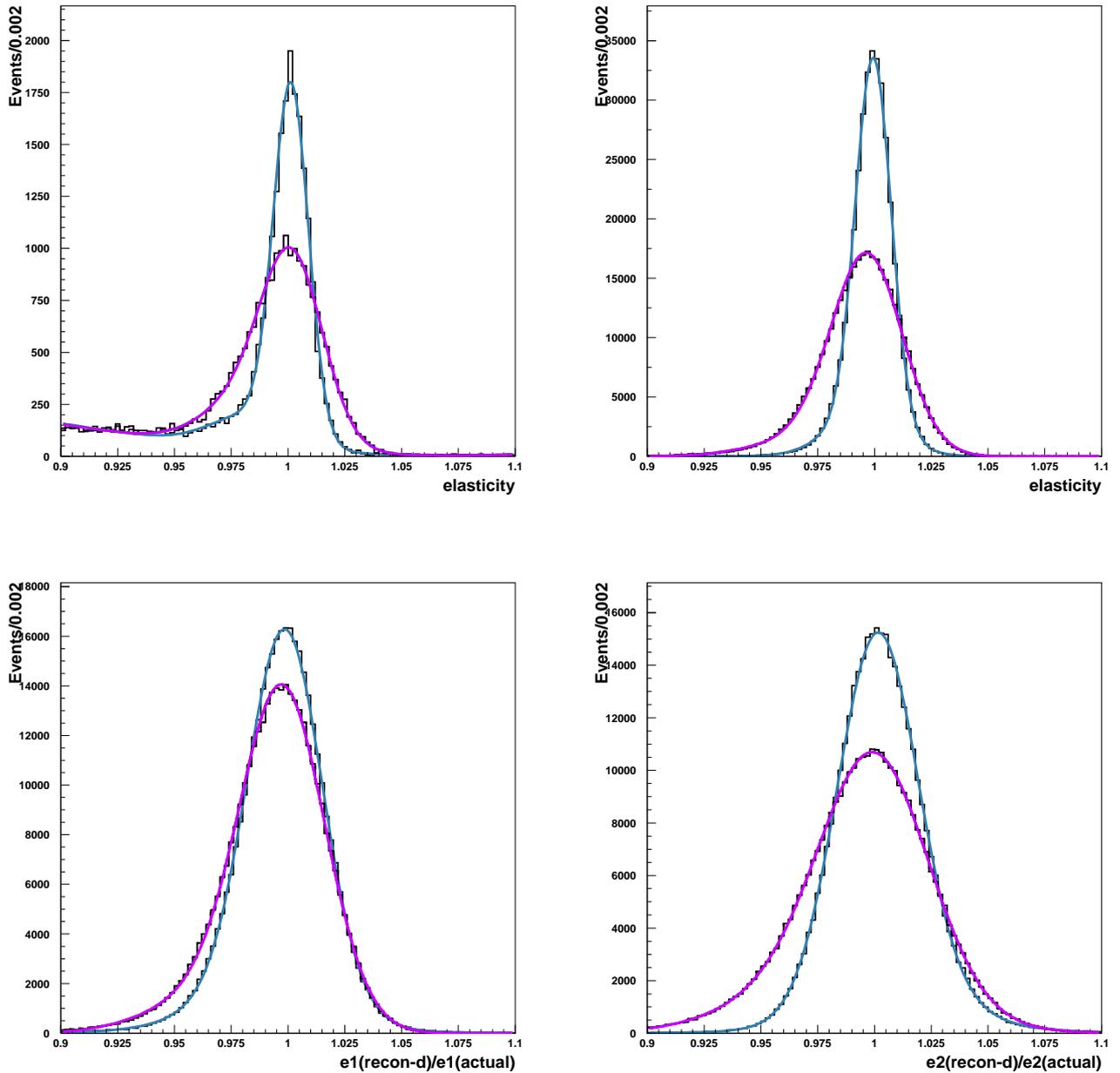


Рис. 3.30. Результат использования кинематической связи на массу π^0 -мезона: отношение восстановленных энергий к истинным (см. текст)

ху на рисунке показана масса π^0 -мезона, наблюдаемая в эксперименте. Справа сверху – те же распределения, смоделированные методом Монте-Карло. Внизу на рисунке приведён результат моделирования для отношения энергии распадного γ -кванта к истинной величине: внизу слева – для γ -кванта с большей энергией, внизу справа – с меньшей. Пурпурными кривыми показан результат

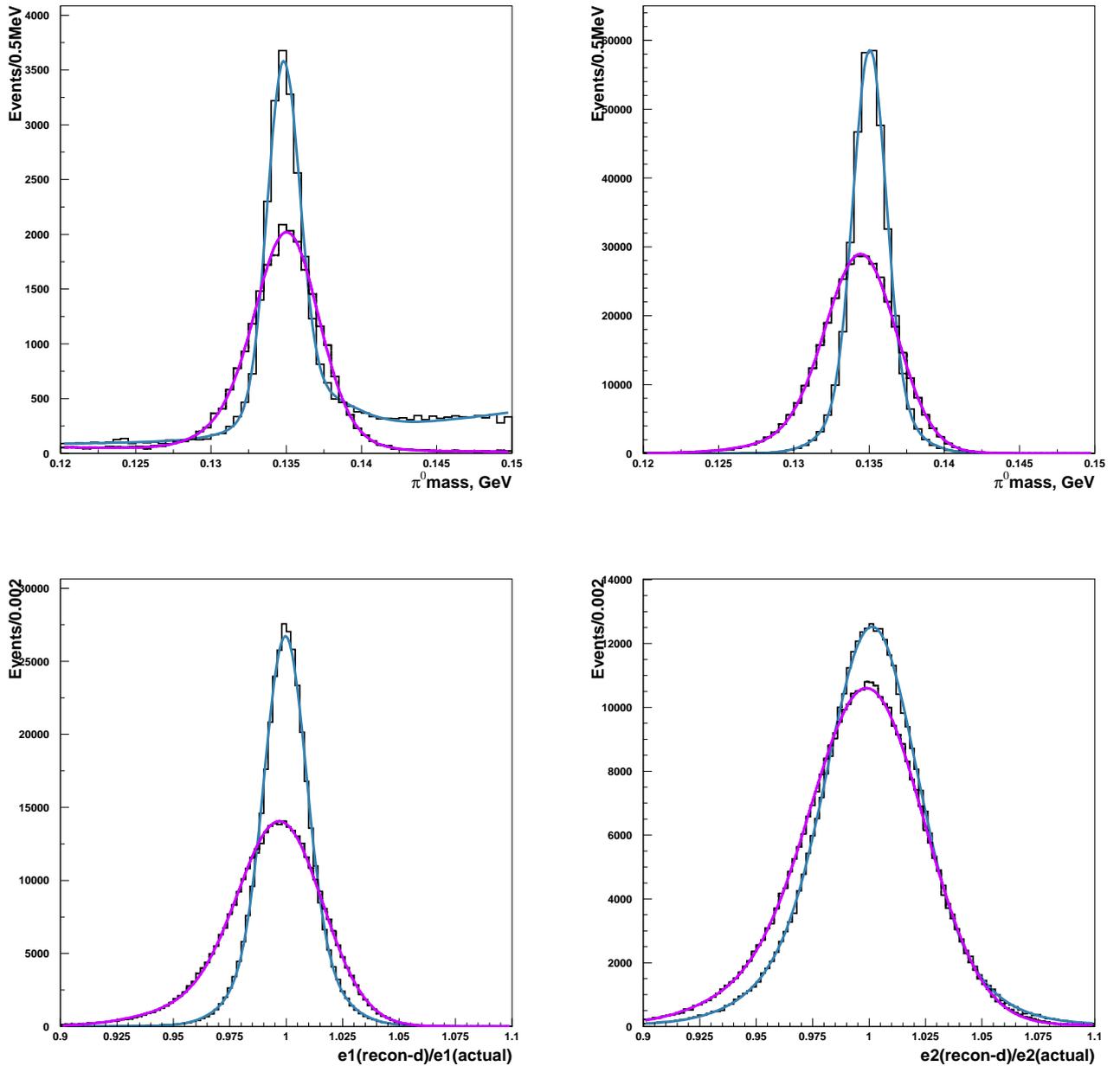


Рис. 3.31. Результат применения поправки на энергию пучка: отношение восстановленных энергий к истинным (см. текст)

фитирования распределений без применения поправок на кинематические связи, голубыми кривыми – фитирование таких же распределений, но полученных с применением кинематических связей. В качестве функций подгонки взяты две гауссианы, в случае экспериментальных распределений добавлен полиномиальный член для описания фона. Все распределения на рис. 3.31 получены

для модулей вольфрамата свинца.

Сравнивая эффект улучшения по разрешению энергий продуктов распада π^0 -мезона при использовании описанных кинематических связей, можно заметить, что поправка на массу даёт более сильное улучшение по энергии менее энергичного γ -кванта, в то время как поправка на упругость приводит к гораздо более заметному улучшению по энергии более энергичного γ -кванта. Этот факт связан с тем, что поправка на массу фиксирует произведение энергий продуктов распада, а поправка на упругость их сумму.

Другим полезным для данного анализа свойством поправки на энергию пучка является то, что в пике полученного распределения по инвариантной массе остаются только упругие π^0 -мезоны. Действительно, для неупругих π^0 -мезонов данное условие неверно и приводит к искажению их инвариантной массы так, что они больше не образуют пик, и смещаются в данном случае резко вправо по массовой шкале. Таким образом, мы можем напрямую посчитать количество упругих π^0 -мезонов без дополнительной процедуры фитирования распределения по упругости.

Одна из проверок данной процедуры на искажение спектра инвариантных масс представлена на рис. 3.32. Здесь построен спектр инвариантных масс двух γ -квантов с применением связи на упругость для разных зон исходного спектра масс. На верхнем спектре инвариантных масс (без применения поправок) показано разбиение на три полосы, показанных разными цветами. Снизу на рис. приведены спектры инвариантных масс с поправкой на упругость: цвета гистограмм соответствуют цветам трёх выделенных полос на распределении сверху. Видно, что зоны, не содержащие сигнал π^0 -мезона, не дают вклад в пик также и после процедуры поправки.

Ещё одной проверкой корректности данной процедуры является изучение её применения к событиям в калориметре, сильно отстоящим по времени от пучковой частицы. Такие события имеют случайное распределение по упругости (без пика). Использовались события, содержащие ровно одну пучковую

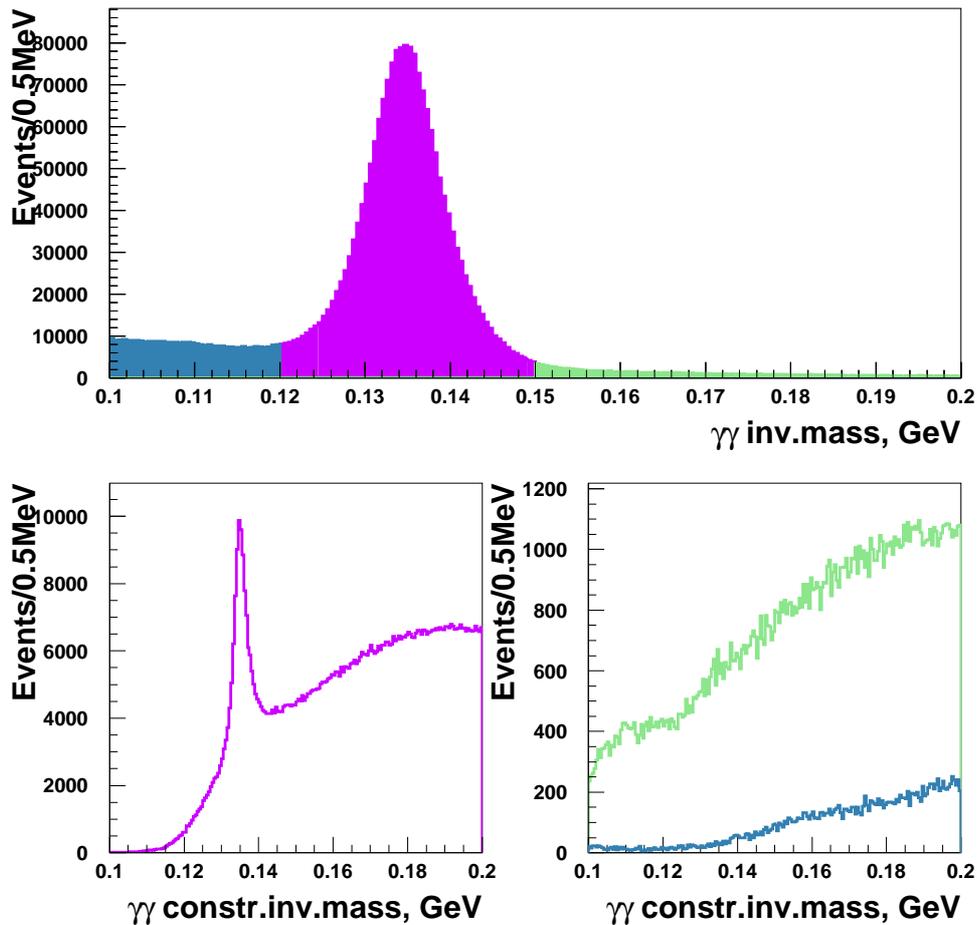


Рис. 3.32. Тест кинематической связи на энергию пучка с использованием нерезонансного $\gamma\gamma$ -фона (см. текст)

частицу в интервале времён $-100\dots-50$ нсек или $+50\dots+100$ нсек (относительно времени сигнала от калориметра). В качестве контрольного образца взяты события, содержащие одну пучковую частицу в интервале $-4\dots+4$ нсек, с теми же остальными условиями. Спектр инвариантных масс с применением процедуры поправки на упругость, полученный для двух данных образцов, представлен на рис. 3.33. Голубой гистограммой показаны события, из пика совпадения по времени между системой мечения пучка и калориметром; пурпурной – случайные события (совпадения) вне данного временного пика. Для образца со случайными совпадениями видна гладкая фоновая структура подложки без пика.

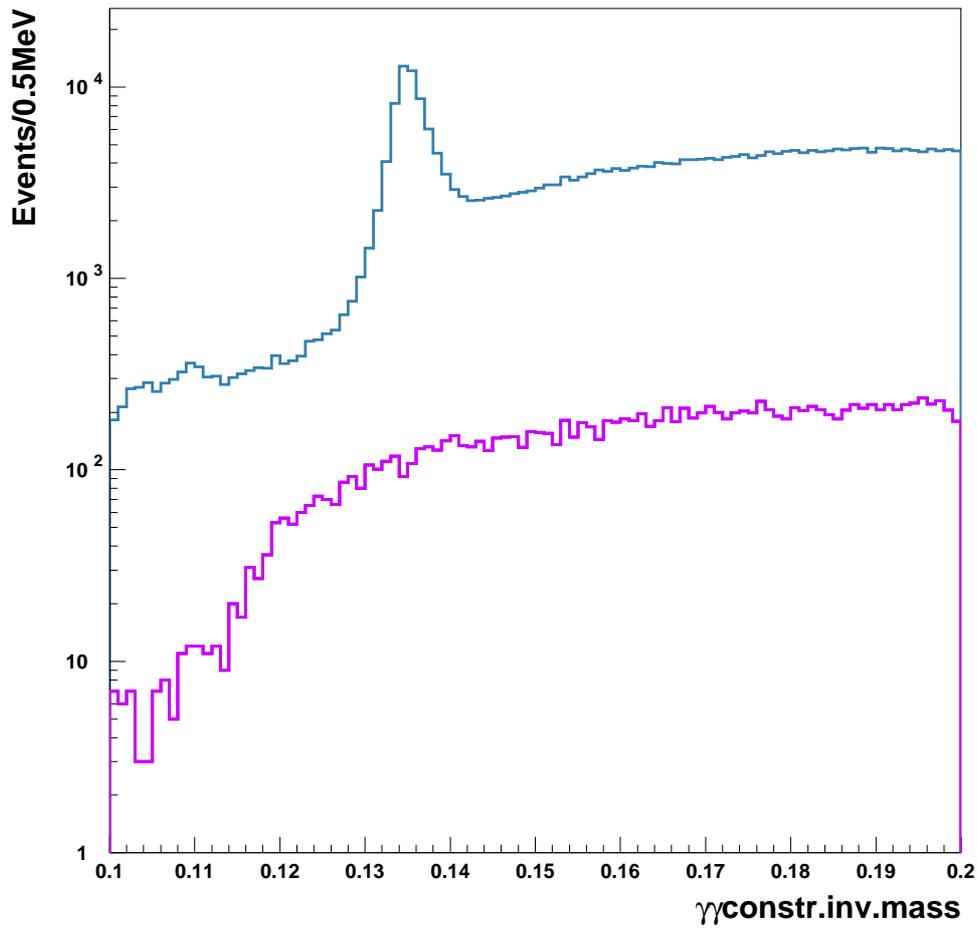


Рис. 3.33. Тест кинематической связи на энергию пучка с использованием случайных совпадений: спектр инвариантных масс после применения процедуры поправки на энергию пучка

Контрольный образец содержит узкий пик от упругих π^0 -мезонов.

Таким образом, показано, что данная процедура не привносит искусственных структур в спектр инвариантных масс и может быть использована для анализа упругого рождения π^0 -мезонов.

Отметим, что кроме улучшения разрешения по массе упругих π^0 -мезонов, процедура поправки на упругость изменяет форму и количество фона вблизи массы π^0 -мезона.

Для упругих π^0 -мезонов основной вклад в разрешение теперь даётся координатной частью измерений калориметра. Так как большинство π^0 -мезонов в

данных не являются упругими и имеют заметно меньшую энергию, чем пучок, их масса после процедуры поправки на упругость искусственно принимает значения, гораздо бóльшие истинной. Теперь мы наблюдаем заметное возрастание фона с ростом значений инвариантной массы. В пике же осталось существенно меньше π^0 -мезонов - только упругая часть.

В заключении раздела можно подытожить, что процедура использования данной кинематической связи даёт сигнал π^0 -мезона в распределении по инвариантной массе с заметно лучшим разрешением для упругих π^0 -мезонов. Неупругие же π^0 -мезоны выбывают из анализа и не образуют больше пик. При этом форма фона меняется без образования ложных структур в районе сигнала.

3.11. Кинематическая связь на комбинацию массы

π^0 -мезона и энергии пучка

Третьим возможным вариантом обсуждаемых выше условий связи является одновременное использование условия упругости и известной инвариантной массы π^0 -мезона. Конечно, данная процедура не может быть использована для анализа спектра масс или упругости, т.к. применение поправленных таким образом энергий даёт δ -функции для упругости и массы. С другой стороны, данная процедура использует больше информации и даёт наилучшие показатели улучшения разрешения, там, где она может быть использована.

В первую очередь, данная процедура улучшает разрешение по энергии γ -квантов - продуктов распада упругих π^0 -мезонов. Как следствие, она может быть применена для вычисления улучшенной величины угла вылета π^0 -мезона. Влияние данной процедуры на разрешение по этой переменной будет подробно обсуждено ниже.

Приведём основную идею данной процедуры. Заданы два уравнения связи: $m_{\pi^0} = \sqrt{2pE_{1C}E_{2C}}$ и $E_{1C} + E_{2C} = E_{\text{пучка}}$. Здесь введено обозначение $p = 1 - \cos \psi_{\text{open}}$; E_1, E_2, E_{1C}, E_{2C} обозначают энергии γ -квантов, соотв. из

меренные и вычисленные с применением кинематических связей; m_{π^0} - масса π^0 -мезона; $E_{\text{пучка}}$ - энергия пучка, ψ_{open} - угол между импульсами гамма квантов, на которые распался π^0 -мезон (угол "раскрытия пары"). Далее вся процедура сводится к минимизации функции хи-квадрат, построенной как: $\chi^2 = \frac{(E_{1C}-E_1)^2}{\sigma^2(E_1)} + \frac{(E_{2C}-E_2)^2}{\sigma^2(E_2)} + \frac{(p_C-p)^2}{\sigma^2(p)}$, где $\sigma(x)$ обозначает разрешение соотв. величины x , индекс C , как и прежде, стоит для обозначения величины, полученной в результате поправки. Разрешение по величине p было найдено из Монте-Карло и оказалось равным $\sigma(p) = 22 \cdot 10^{-6}$ для центральной части калориметра (модулей вольфрамата свинца). Рис. 3.34 показывает смоделированное влияние данной процедуры на энергии γ -квантов от распада π^0 -мезона и кинематическую переменную p . Слева вверху на рис. показано распределение по параметру p до, а справа вверху после процедуры поправки. Внизу на рисунке приведён результат моделирования для отношения энергии распадного γ -кванта к истинной величине: внизу слева - для γ -кванта с большей энергией, внизу справа - с меньшей. Пурпурными кривыми показан результат фитирования распределений без применения поправок на кинематические связи, голубыми кривыми - фитирование таких же распределений, но полученных с применением кинематических связей. В качестве функций подгонки взяты две гауссианы. Распределения получены для модулей вольфрамата свинца. Сравнивая улучшение по энергии гамма квантов с двумя предыдущими видами поправок, очевидно, что в данном случае достигается наибольший эффект.

Заметим, что процедура использования кинематических связей в виде поправок к энергиям не только улучшает разрешение по кинематическим переменным, уменьшая их ширину, но и также заметно приближая центры соотв. распределений к истинному их положению, делая их форму более симметричной и значительно уменьшая процентное содержание событий в "хвостах" распределений (т.е. улучшая поведение распределений "на хвостах").

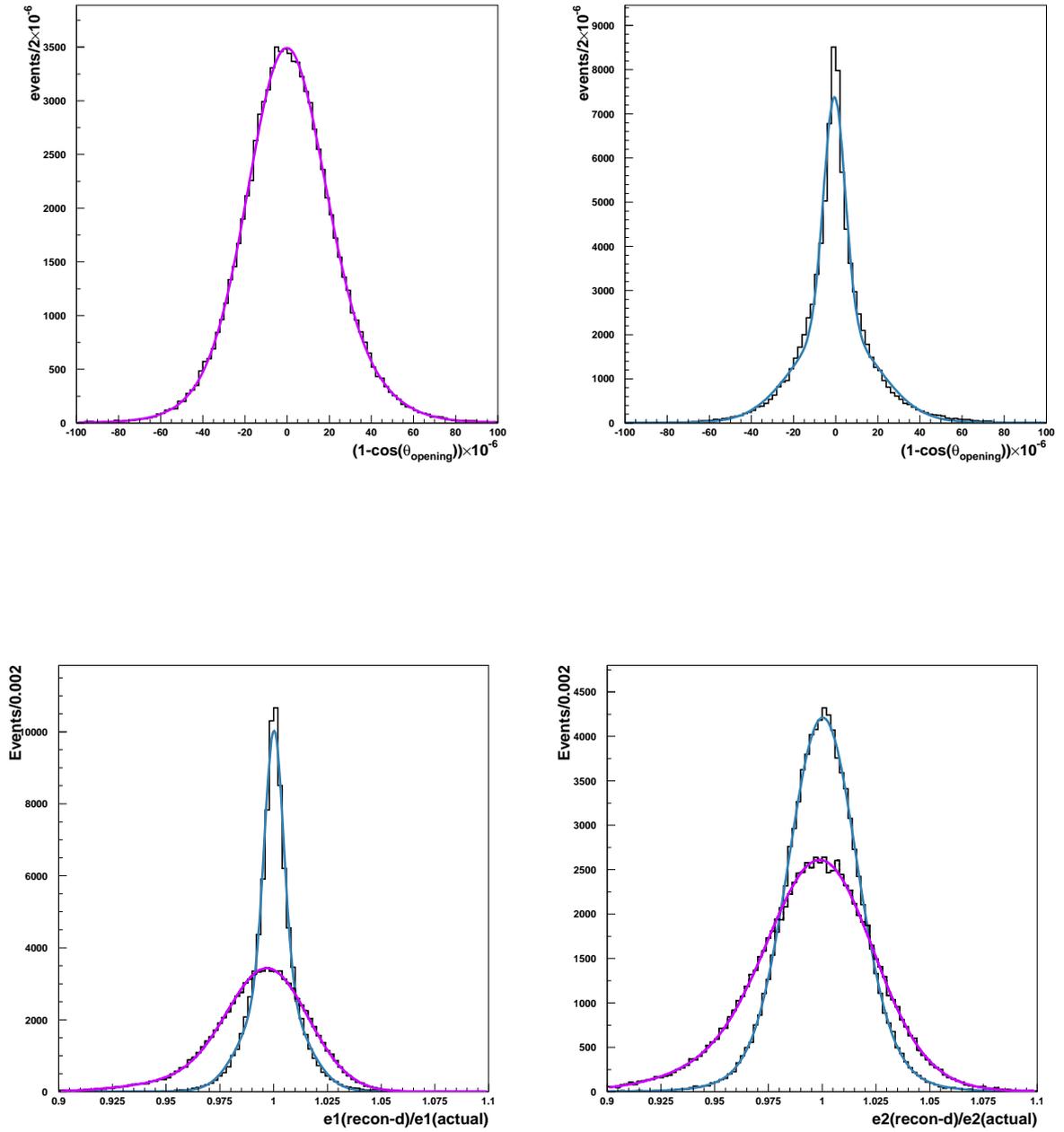


Рис. 3.34. Результат использования комбинированной кинематической связи на массу π^0 -мезона и энергию пучка: отношение восстановленных энергий к истинным (см. текст)

3.12. Разрешение по массе и упругости π^0 -мезона

Поправки на кинематические связи, описанные выше, улучшают разрешение по основным кинематическим переменным, используемым в анализе: инвариантной массе пары γ -квантов, упругости (отношению энергии к энергии пучка) и углу вылета π^0 -мезона. Значения разрешений для упругих π^0 -мезонов, используемых в анализе, приводятся в этом разделе.

Для определения разрешений по кинематическим переменным отбирались π^0 -мезоны с энергиями, близкими к энергии пучка (4.9 – 5.5 ГэВ) и энергией γ -квантов в калориметре выше 0.5 ГэВ. Т.е. отбор по энергии был таким же, как и в изучаемом процессе упругого фоторождения π^0 -мезона. Рассмотрены отдельно различные случаи попадания γ -квантов в калориметр.

Полученные распределения по инвариантной массе пары упругих γ -квантов и упругости π^0 -мезонов показаны на рис. 3.35 и 3.36 (кривыми даны результаты фитирования). Слева на рисунках использованы реконструированные энергии, справа – с поправкой на энергию пучка; сверху – оба γ -кванта попадают в вольфрамат свинца; средний ряд – один γ -квант попадает в вольфрамат свинца, другой – в свинцовое стекло; снизу – оба γ -кванта в свинцовом стекле. В качестве фитирующей функции для сигнала использовалась сумма двух гауссиан. В таблицах 3.6 и 3.7 приведены параметры этих двух гауссиан и значения разрешений по массе и упругости π^0 -мезона (определённые как среднеквадратичные отклонения от максимума распределения). Сравниваются величины, полученные в эксперименте и при моделировании. Отметим ряд важных фактов:

- 1) разрешения, полученные при моделировании, близки к экспериментальным (согласие в пределах 5% для вольфрамата свинца);
- 2) процедура поправок на кинематические связи улучшает разрешение в 1.5 – 2 раза, разрешение по координате становится определяющим в разрешении по массе;
- 3) разрешение по массе для вольфрамата свинца внутри массива кристаллов

примерно на 10% лучше, чем на границе с модулями свинцового стекла.

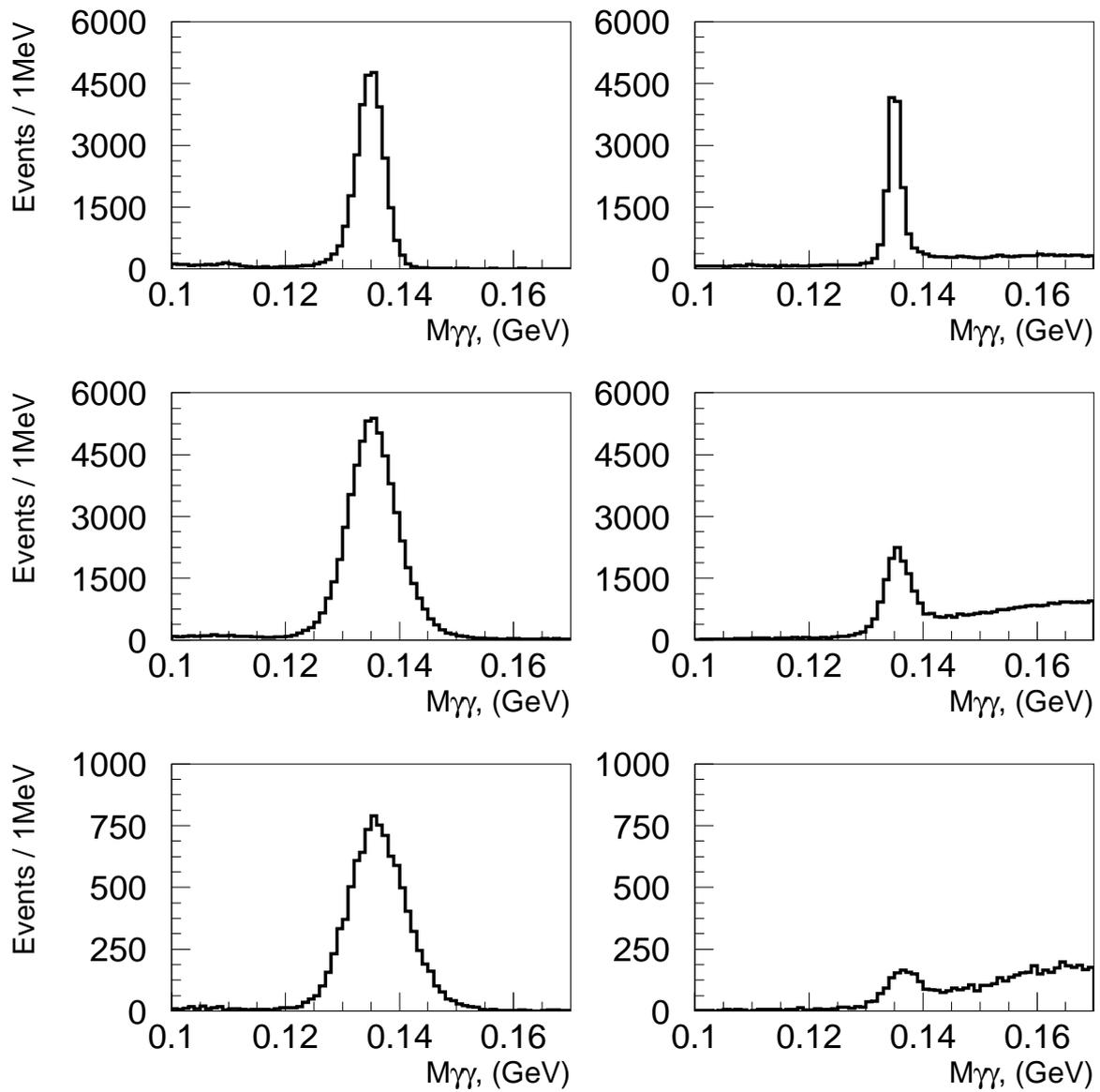


Рис. 3.35. Спектр инвариантных масс двух γ -квантов для разных методов реконструкции и топологии регистрации в гибридном калориметре (см. текст)

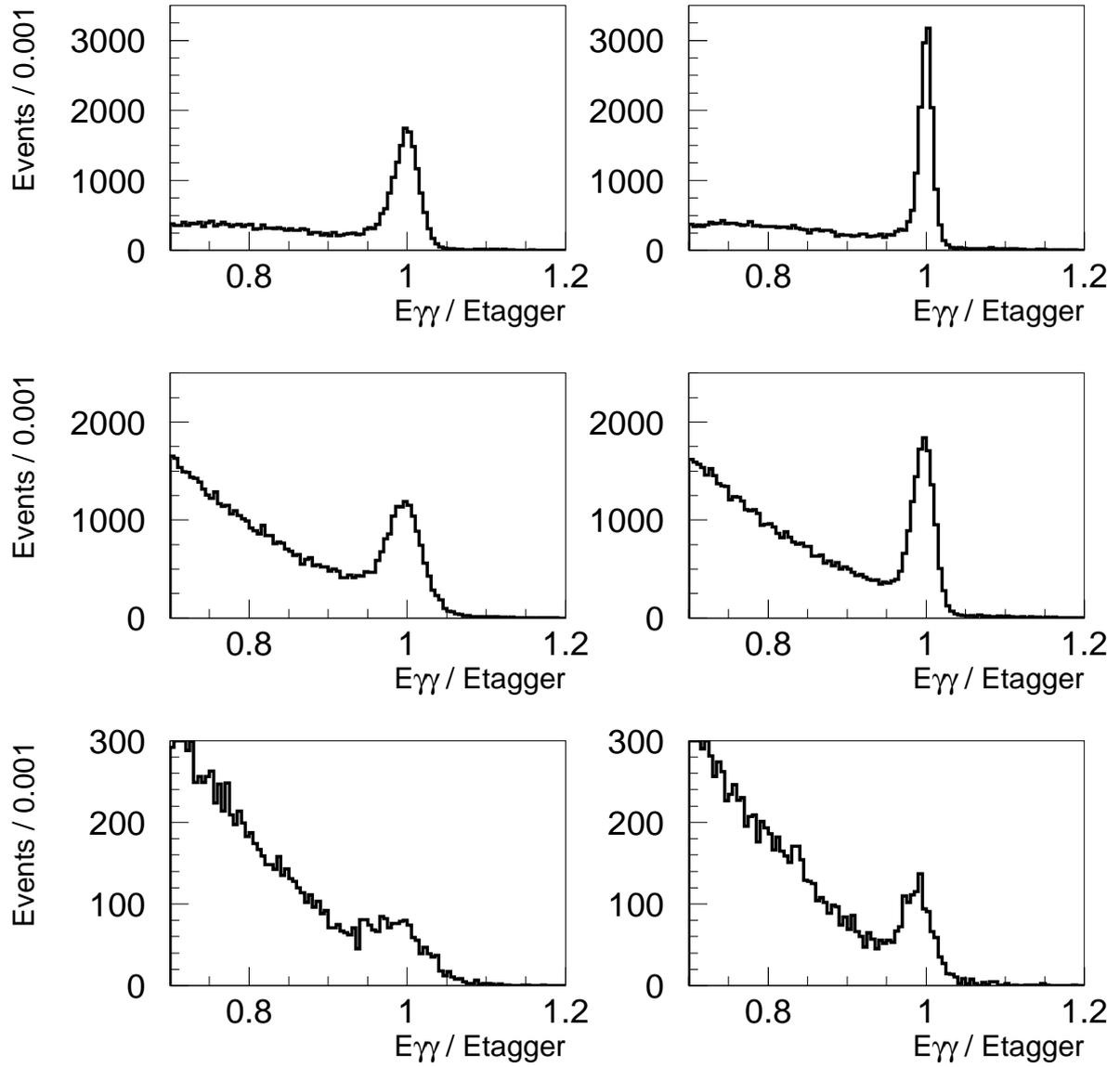


Рис. 3.36. Спектр упругости π^0 -мезонов для разных методов реконструкции и топологии регистрации в гибридном калориметре (см. текст)

Таблица 3.6. Разрешение по массе π^0 -мезона для различных зон гибридного калориметра

Зона регистрации в калориметре	1ая гауссиана		2ая гауссиана			общее
	центр	σ	доля	центр	σ	RMS
	MeV	MeV	%	MeV	MeV	MeV
данные						
Внутр. часть PbWO ₄	135.0	2.1	19	133.2	3.3	2.4
PbWO ₄ в целом	135.0	2.1	26	133.9	3.4	2.5
PbWO ₄ периферия	135.1	2.1	36	134.5	3.4	2.7
PbWO ₄ и св. стекло вместе	135.1	3.2	51	135.9	5.0	4.2
только свинцовое стекло	136.6	5.0	0	-	-	5.0
Монте-Карло						
Внутр. часть PbWO ₄	134.6	2.2	17	132.6	3.0	2.5
PbWO ₄ в целом	134.7	2.3	17	132.6	3.0	2.6
PbWO ₄ периферия	134.8	2.2	37	133.6	3.0	2.6
PbWO ₄ и св. стекло вместе	135.0	3.6	32	134.4	5.7	4.3
только свинцовое стекло	135.6	4.7	8	132.6	10.2	4.9
данные с поправкой на упругость						
Внутр. часть PbWO ₄	134.7	1.0	27	135.6	2.2	1.4
PbWO ₄ в целом	134.8	1.0	29	135.7	2.2	1.5
PbWO ₄ периферия	135.0	1.1	31	135.9	2.3	1.6
PbWO ₄ и св. стекло вместе	134.9	1.5	70	135.7	2.5	2.3
только свинцовое стекло	136.3	2.8	0	-	-	2.8
Монте-Карло с поправкой на упругость						
Внутр. часть PbWO ₄	135.0	1.0	31	135.0	1.9	1.3
PbWO ₄ в целом	135.0	1.0	32	135.0	2.0	1.4
PbWO ₄ периферия	135.1	1.1	34	135.1	2.1	1.5
PbWO ₄ и св. стекло вместе	134.9	1.7	44	135.3	3.1	2.4
только свинцовое стекло	134.8	1.8	68	134.7	3.1	2.8

Таблица 3.7. Разрешение по упругости π^0 -мезона для различных зон гибридного калориметра

Зона регистрации в калориметре	1ая гауссиана		2ая гауссиана			общее
	центр	σ	доля	центр	σ	RMS
	отн.ед.	%	%	отн.ед.	%	%
данные						
Внутр. часть PbWO ₄	1.00	1.4	21	0.97	2.5	1.9
PbWO ₄ в целом	1.00	1.4	25	0.98	2.3	1.9
PbWO ₄ периферия	1.00	1.4	34	0.98	2.1	1.9
PbWO ₄ и св. стекло вместе	1.00	2.2	-	-	-	2.2
только свинцовое стекло	1.00	3.1	-	-	-	3.1
Монте-Карло						
Внутр. часть PbWO ₄	1.00	1.4	25	0.98	1.9	1.8
PbWO ₄ в целом	1.00	1.5	25	0.98	1.9	1.8
PbWO ₄ периферия	1.00	1.5	37	0.98	1.9	1.9
PbWO ₄ и св. стекло вместе	1.00	1.9	56	1.00	2.9	2.5
только свинцовое стекло	1.01	3.5	-	-	-	3.5
данные с поправкой на массу π^0 -мезона						
Внутр. часть PbWO ₄	1.00	0.6	36	1.00	1.0	0.8
PbWO ₄ в целом	1.00	0.6	62	1.00	0.9	0.8
PbWO ₄ периферия	1.00	0.6	82	1.00	0.9	0.9
PbWO ₄ и св. стекло вместе	1.00	1.3	28	0.98	1.6	1.6
только свинцовое стекло	0.99	1.9	-	-	-	1.9
Монте-Карло с поправкой на массу π^0 -мезона						
Внутр. часть PbWO ₄	1.00	0.7	38	1.00	1.2	0.9
PbWO ₄ в целом	1.00	0.7	38	1.00	1.2	0.9
PbWO ₄ периферия	1.00	0.7	42	1.00	1.3	1.0
PbWO ₄ и св. стекло вместе	1.00	1.2	28	1.00	2.3	1.6
только свинцовое стекло	1.00	1.5	51	1.01	2.4	2.0

3.13. Разрешение по углу вылета π^0 -мезона

Важнейшей характеристикой эксперимента PrimEx является разрешение по углу вылета π^0 -мезона. Угол вылета π^0 -мезона определим как угол между истинными значениями векторов импульса π^0 -мезона $\vec{p}_{\pi^0 \text{ actual}}$ и пучкового гамма кванта. Точное направление пучкового гамма кванта измеряется только статистически и имеет различные значения в каждом событии. Для конкретного события фоторождения π^0 -мезона оно точно неизвестно. При вычислениях за это направление принимается его наиболее вероятное значение - направление оси OZ глобальной системы координат. За направление π^0 -мезона в расчётах берётся его измеренное с помощью калориметра значение $\vec{p}_{\pi^0 \text{ meas.}}$, либо значение, уточнённое с использованием описанных выше кинематических связей.

Пренебрегая энергией отдачи ядра, не превышающей нескольких МэВ в данном процессе, можно записать выражение для измеренного значения угла вылета π^0 -мезона (на практике удобнее вычислять его тангенс):

$$\operatorname{tg} \theta_{\text{meas.}} = \frac{\sqrt{p_{x\pi^0 \text{ meas.}}^2 + p_{y\pi^0 \text{ meas.}}^2}}{p_{z\pi^0 \text{ meas.}}} = \frac{\sqrt{\left(\frac{E_1 \cdot x_1}{r_1} + \frac{E_2 \cdot x_2}{r_2}\right)^2 + \left(\frac{E_1 \cdot y_1}{r_1} + \frac{E_2 \cdot y_2}{r_2}\right)^2}}{\frac{E_1 \cdot z_1}{r_1} + \frac{E_2 \cdot z_2}{r_2}} \quad (3.1)$$

где $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ - реконструированные в калориметре координаты кластеров, образованных γ -квантами от распада π^0 -мезона; $r_i = \sqrt{(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2)}$; E_1, E_2 - энергии соотв. кластеров.

Таким образом разрешение установки по углу вылета π^0 -мезона зависит от энергетического и пространственного разрешения калориметра, а также расходимости гамма пучка. Как показывают расчёты, разрешение калориметра и неопределённость угла пучкового γ -кванта (обусловленная его тормозной природой) дают примерно равный вклад в результирующее разрешение.

В то время как на практике мы наблюдаем только измеренные значения угла и импульса π^0 -мезона $\vec{p}_{\pi^0 \text{ meas.}}$ и пучка $\vec{p}_{\text{beam meas.}}$ (в нашем случае

$\vec{p}_{beam\ meas.} = (0, 0, E_{beam})$), теоретические расчёты рождения π^0 -мезона оперируют с истинным значением угла вылета $\theta_{meas.}$, определённым как угол между истинным направлением пучка $\vec{p}_{beam\ actual}$ и π^0 -мезона $\vec{p}_{\pi^0\ actual}$. Разность между этими значениями будет определяться тем, как хорошо экспериментальная установка способна измерять этот угол, т.е. её разрешением по углу вылета π^0 -мезона.

Оперировать разрешением по разности между истинным и измеренным углами вылета не совсем удобно, т.к. форма полученных распределений будет негауссовой и сильно зависеть от значений самих углов даже при абсолютно однородном калориметре. Это становится очевидным, если вспомнить, что угол вылета может принимать только положительные значения, и, вблизи его нуля любые неточности измерений могут приводить лишь к смещениям в сторону положительных значений. Рис. 3.37 демонстрирует этот факт: приводятся смоделированные для центральной части калориметра распределения для измеренного угла при фиксированном истинном. Удобнее оперировать с про-

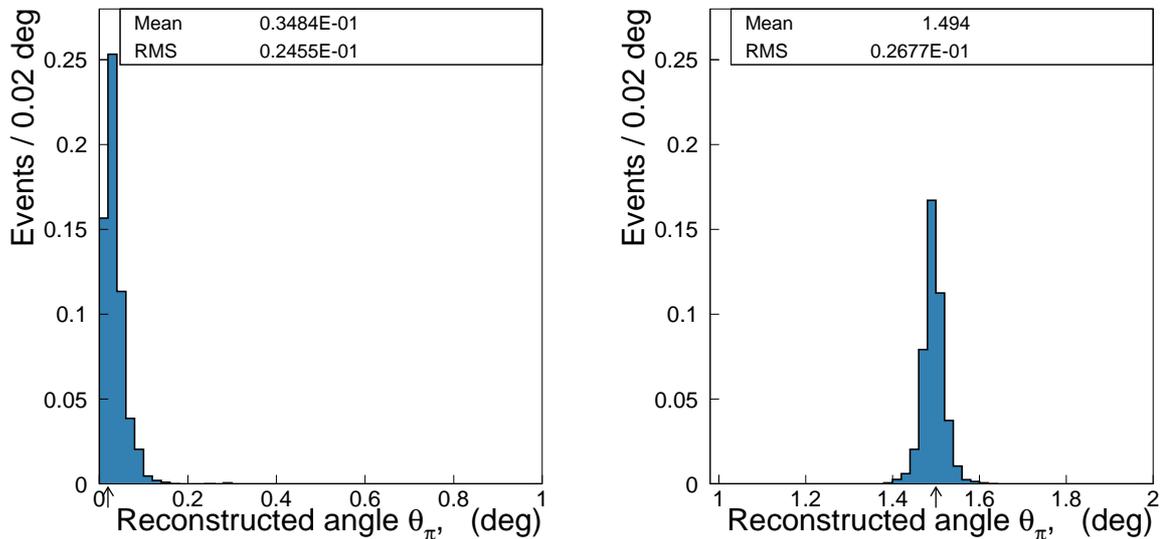


Рис. 3.37. Измеренный угол вылета π^0 -мезона (моделирование) для фиксированного истинного угла вылета (показан стрелкой): слева – $\theta_{\pi^0\ actual} = 0.02^\circ$ – хорошо видна несимметричность спектра; справа – $\theta_{\pi^0\ actual} = 1.5^\circ$ – спектр практически симметричен.

екциями угла на оси координат поперечные к пучку, которые можно определить как: $\theta_X = \arctg \frac{p_X}{p_Z}$, $\theta_Y = \arctg \frac{p_Y}{p_Z}$. Разрешение по угловым проекциям будет симметричным и очень плавно зависеть от самого угла. Т.к. в нашей задаче значения углов малы, то будет справедливо приближённое равенство: $\theta \approx \sqrt{\theta_X^2 + \theta_Y^2}$, в связи с чем часто под разрешением по углу θ понимают величину $\sigma(\theta) = \sqrt{\sigma^2(\theta_X) + \sigma^2(\theta_Y)} = \sqrt{2} \sigma(\theta_X) = \sqrt{2} \sigma(\theta_Y)$, где $\sigma(\theta_{X,Y})$ - разрешения по проекциям углов на соотв. оси.

Отметим, что вместо проекции угла на оси координат можно ввести понятие проекций этого угла параллельной и перпендикулярной плоскости распада (обе перпендикулярны оси OZ). Это будут оси повёрнутые относительно OX и OY на некоторый угол, различный в каждом событии. Назовём эти проекции соотв. θ_{\perp} и θ_{\parallel} . Тогда для поперечного импульса и проекций углов можно записать следующие выражения:

$$p_T = p_{\pi^0} \cdot \sin \theta_{\pi^0}; \quad \sin \theta_X = \sin \theta_{\pi^0} \cdot \cos \phi_{\pi^0}; \quad \sin \theta_Y = \sin \theta_{\pi^0} \cdot \sin \phi_{\pi^0};$$

$$\sin \theta_{\parallel} = \sin \theta_{\pi^0} \cdot \cos(\phi_{\pi^0} - \phi_{\pi^0 \text{ decay}}); \quad \sin \theta_{\perp} = \sin \theta_{\pi^0} \cdot \sin(\phi_{\pi^0} - \phi_{\pi^0 \text{ decay}});$$

где θ_{π^0} и ϕ_{π^0} – соотв. полярный и азимутальный углы вылета π^0 -мезона, $\phi_{\pi^0 \text{ decay}}$ азимутальный угол плоскости распада π^0 -мезона. Рис. 3.13 схематически показывает определение этих углов для события рождения π^0 -мезона. Штриховая линия на рисунке соединяет точки 1 и 2 попадания γ -квантов от распада π^0 -мезона в калориметр. Чёрная стрелка – направляющий вектор для проекции импульса π^0 -мезона на плоскость калориметра ($\sim \sin \theta_{\pi^0}$); синие стрелки – его проекции на оси OX и OY ($\sim \sin \theta_X$ и $\sin \theta_Y$), красные стрелки – параллельная и перпендикулярная проекции к плоскости распада π^0 -мезона ($\sim \sin \theta_{\parallel}$ и $\sin \theta_{\perp}$). В результате разрешение по проекциям угла θ_{\parallel} и θ_{\perp} существенно различно. Для компоненты θ_{\perp} разрешение будет определяться только координатным разрешением калориметра и практически нечувствительным к энергетической компоненте разрешения (т.к. данная величина может быть вычислена с использованием лишь координатной информации). Разрешение для другой компоненты θ_{\parallel}

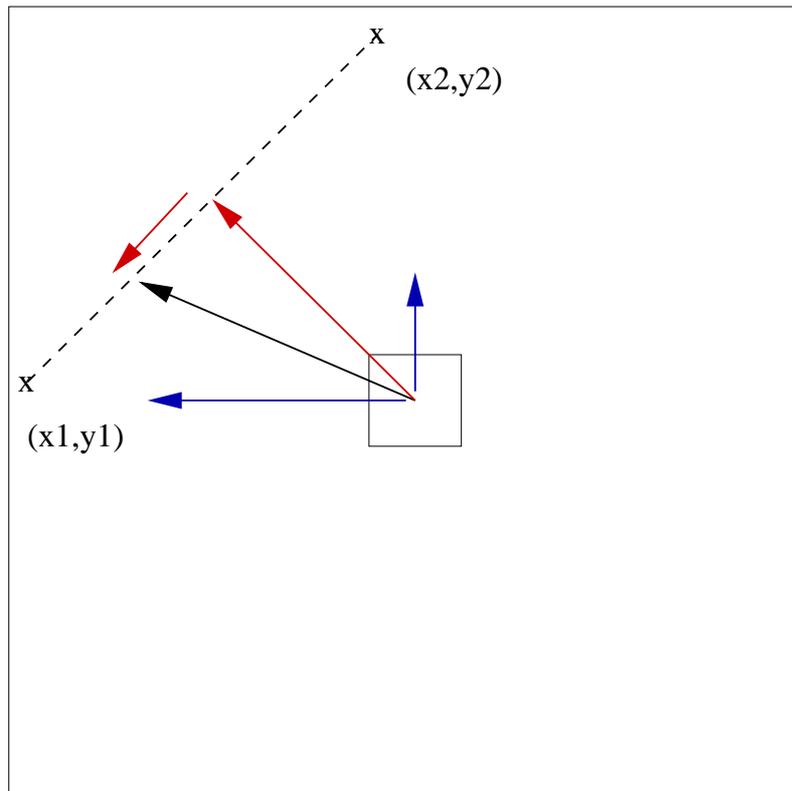


Рис. 3.38. Схема угловых проекций для события рождения π^0 -мезона (см. текст)

будет сильно зависеть от энергетического разрешения калориметра (как бы "соберет на себя" всё размытие из-за ошибки в определении энергий). Использование этих компонент в анализе полезно при сравнении наблюдаемых разрешений с полученными из моделирования для проверки качества последнего отдельно по координатной и энергетической частям.

Значения разрешения по углу вылета π^0 -мезона, использованные в анализе, получены в результате моделирования отклика установки. Для учёта углового размытия импульса пучка в моделирование были заложены результаты измерений сканера профиля фотонного пучка (рис. 3.39). Полученные таким образом угловые разрешения являются важной частью анализа и нуждаются в экспериментальной проверке.

Одну из немногих возможностей получить экспериментально разрешение установки по углу вылета даёт эффект Комптона. Как и в случае примаковского рождения π^0 -мезона, эффект Комптона является двухчастичным и упру-

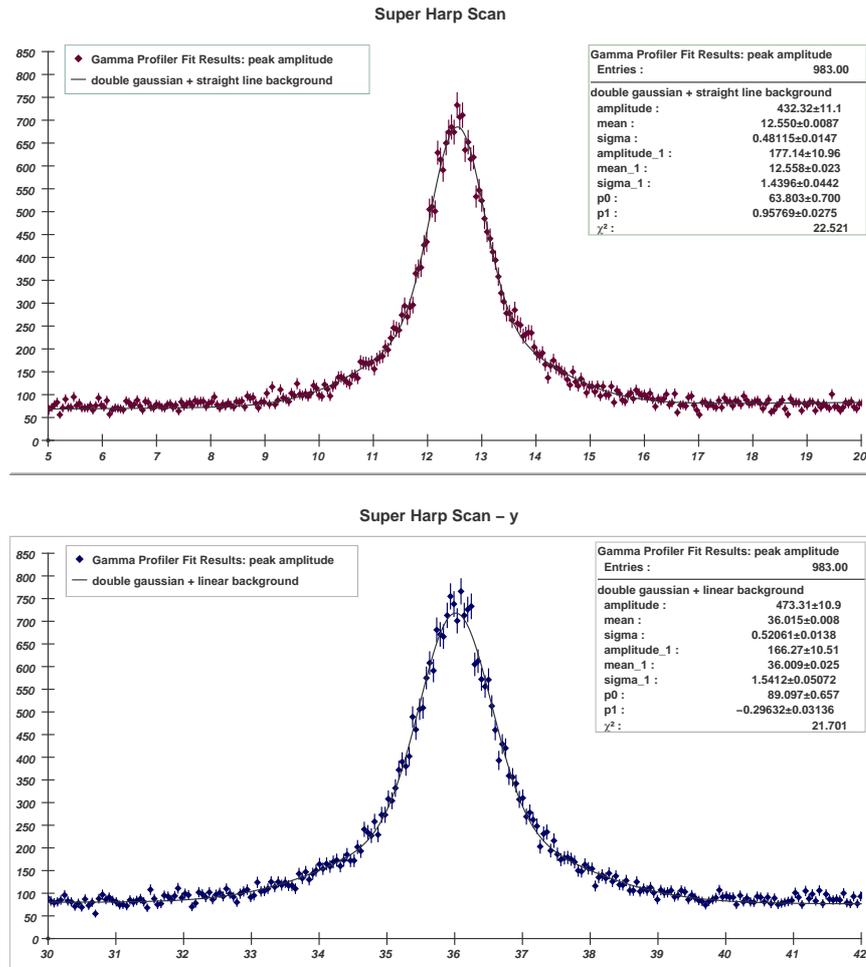


Рис. 3.39. Интенсивность (поперечный профиль) фотонного пучка вдоль осей OX (вверху) и OY (внизу), полученная сканером фотонного пучка. По горизонтальной оси отложена координата пучка в отн. единицах. Кривые – фит двумя гауссианами и прямой

гим процессом. Т.к. одна из частиц для эффекта Комптона – электрон, то в разрешении по углу вылета будет присутствовать вклад от его многократного рассеяния. Поэтому для данного измерения мы выбрали тонкую бериллиевую мишень, толщиной 0.5 % рад. длины. Аналогично рождению π^0 -мезона мы можем ввести понятие угла вылета комптоновской пары, понимая под этим угол суммарного импульса пары относительно пучка: $\vec{p} = \vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{\gamma'}$. Из теории процесса Комптона следует, что так определённый угол рождающейся комптоновской пары близок к нулю (много меньше разрешения установки). Таким образом, измерение этого угла, будет давать разрешение установки вблизи ну-

левых значений угла вылета π^0 -мезона.

Воспользовавшись этим обстоятельством, мы сравнили экспериментальное разрешение по углу вылета пары для эффекта Комптона с модельным, полученным методом Монте-Карло. Сравнение позволяет судить о качестве используемого моделирования. Полученные распределения для проекции угла вылета θ_X представлены на рис. 3.13. В качестве фитирующей кривой для сигнала применены две гауссианы, для фона - горизонтальная прямая. Результирующие разрешения для проекции угла, полученное при моделировании – 0.42 мрад. Экспериментально полученное разрешение близко к модельному: незначительно (в 1.03 раза) больше. Отсюда сделан вывод о хорошем соответствии моделируемо-

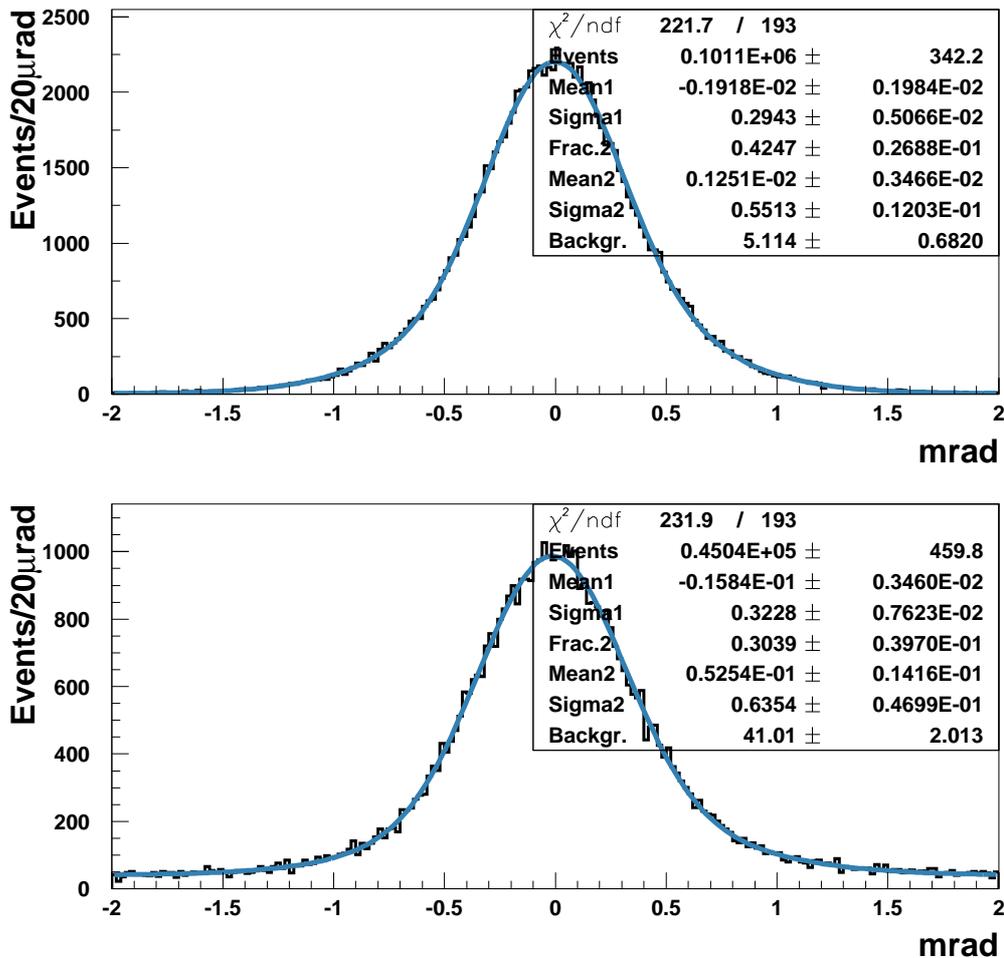


Рис. 3.40. Экспериментально полученное и смоделированное распределения для проекции угла вылета комптоновской пары θ_X (см. текст) Ве-мишень, сеанс 4868. Сверху – моделирование, снизу – экспериментальные данные. Кривые – результат подгонки

го разрешения по углу вылета реальному для процессов Комптона и упругого рождения π^0 -мезона.

В таблицах 3.8 и 3.9 приведены угловые разрешения, полученные при моделировании процесса упругого фоторождения π^0 -мезона как разница между исходным и реконструированным углами. Соответствующие распределения были отфитированы двумя гауссианами, их параметры также приводятся. В качестве проекций взяты θ_X (θ_Y имеет сходное разрешение), а также θ_{\perp} . Последняя представляет отдельный интерес, т.к. демонстрирует в основном координатное разрешение. Разрешение для проекций углов вылета является плавной функцией угла. Представленные значения усреднены для диапазона углов шириной 0.25° . Приводятся разрешения, подсчитанные с использованием значений энергий гамма квантов, восстановленных калориметром; энергий, поправленных с использованием кинематической связи на упругость и массу π^0 -мезона; а также, для сравнения, с использованием истинных энергий гамма квантов (известных при моделировании). В левой половине таблиц дано разрешение с учётом угловой расходимости пучка, известное из измерений профиля фотонного пучка [39]. В правой половине для сравнения приводится разрешение при идеальном точечном пучке в отсутствии его расходимости. Наконец, в таблице 3.8 приводятся разрешения, полученные с использованием только центральной части калориметра, в таблице 3.9 – для всего калориметра в целом.

Из результатов моделирования видно, что:

- 1) Поправка с использованием кинематической связи на массу π^0 -мезона и его упругость улучшает разрешение для проекций угла вылета на оси координат;
- 2) Разрешение по проекции θ_{\perp} не включает в себя энергетическую компоненту разрешения и, поэтому, не зависит от способа реконструкции энергий γ -квантов;
- 3) Угловая расходимость пучка даёт существенный вклад в разрешение установки по углу вылета π^0 -мезона. Этот вклад примерно равен вкладу от разрешения самого калориметра и учитывается в анализе.

Таблица 3.8. Разрешение по углу вылета π^0 -мезона, полученное при моделировании для центральной части калориметра

диапазон углов	1ая гаус.		2ая гаус.		результат		1ая гаус.		2ая гаус.		результат	
	σ , [°]	вклад [%]	σ , [°]	RMS , [°]	σ , [°]	вклад [%]	σ , [°]	RMS , [°]	σ , [°]	вклад [%]	σ , [°]	RMS , [°]
	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$
реальный пучок						”идеальный” пучок						
для проекций θ_X , θ_Y , используя энергии, восстановленные калориметром												
0.0...0.25	16	61	30	26	12	53	24	19				
0.25...0.5	17	56	31	26	12	52	24	20				
0.5...1.0	16	58	31	26	12	54	24	19				
1.0...1.5	16	58	31	26	12	54	24	19				
1.5...2.0	16	60	30	26	12	54	24	19				
2.0...2.5	16	60	31	26	12	55	24	20				
2.5...3.0	16	61	31	26	12	54	25	20				
для проекций θ_X , θ_Y , используя кинематическую связь на упругость												
0.0...0.25	15	51	30	24	11	41	22	17				
0.25...0.5	15	52	30	24	11	42	22	17				
0.5...1.0	15	52	30	24	11	44	22	17				
1.0...1.5	15	51	30	24	11	42	22	17				
1.5...2.0	15	52	29	24	11	41	22	17				
2.0...2.5	15	50	30	24	11	41	22	17				
2.5...3.0	15	53	30	24	11	40	22	17				

продолжение таблицы на следующей странице

Продолжение таблицы 3.8

диапазон углов	1ая гаус.	2ая гаус.		результат	1ая гаус.	2ая гаус.		результат	
	$\theta(\pi^0)$, [°]	σ , [°]	вклад	σ , [°]	RMS , [°]	σ , [°]	вклад	σ , [°]	RMS , [°]
	$\times 10^{-3}$	[%]	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	[%]	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	
	реальный пучок				”идеальный” пучок				
для проекций θ_X , θ_Y , используя известные истинные значения энергий									
0.0...0.25	13	38	27	20	8	33	12	10	
0.25...0.5	13	37	28	20	8	32	12	10	
0.5...1.0	13	37	28	20	8	31	13	10	
1.0...1.5	13	37	28	20	8	29	13	10	
1.5...2.0	13	37	28	20	9	31	13	10	
2.0...2.5	13	37	28	20	9	33	14	11	
2.5...3.0	14	38	28	21	9	41	14	12	
для проекции θ_{\perp} (независимо от энергий γ -квантов)									
0.0...0.25	13	38	27	19	8	52	11	9	
0.25...0.5	13	35	28	20	8	51	11	10	
0.5...1.0	13	37	28	20	8	49	12	10	
1.0...1.5	13	38	28	20	9	43	13	11	
1.5...2.0	14	39	28	21	9	42	15	12	
2.0...2.5	15	41	28	21	10	41	16	13	
2.5...3.0	16	41	30	23	11	48	18	15	

Таблица 3.9. Разрешение по углу вылета π^0 -мезона, полученное при моделировании для всего калориметра

диапазон углов	1ая гаус.		2ая гаус.		результат		1ая гаус.		2ая гаус.		результат	
	σ , [°]	вклад [%]	σ , [°]	RMS , [°]	σ , [°]	вклад [%]	σ , [°]	вклад [%]	σ , [°]	RMS , [°]		
	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$
реальный пучок						”идеальный” пучок						
для проекций θ_X , θ_Y , используя энергии, восстановленные калориметром												
0.0...0.25	16	62	32	27	13	51	27	21				
0.25...0.5	17	57	33	27	13	50	27	21				
0.5...1.0	17	60	33	27	13	51	27	21				
1.0...1.5	17	62	33	28	13	53	28	22				
1.5...2.0	17	66	34	30	14	57	30	24				
2.0...2.5	18	71	36	32	14	66	32	27				
2.5...3.0	20	78	39	36	17	72	35	31				
для проекций θ_X , θ_Y , используя кинематическую связь на упругость												
0.0...0.25	15	48	30	24	11	38	22	17				
0.25...0.5	15	49	30	24	12	39	22	17				
0.5...1.0	16	50	30	24	11	41	22	17				
1.0...1.5	16	50	30	24	12	39	23	17				
1.5...2.0	16	54	31	25	12	41	25	19				
2.0...2.5	17	60	33	28	13	50	28	22				
2.5...3.0	19	69	35	31	16	61	30	26				

продолжение таблицы на следующей странице

Продолжение таблицы 3.9

диапазон углов	1ая гаус.		2ая гаус.		результат		1ая гаус.		2ая гаус.		результат	
	$\theta(\pi^0)$, [°]	σ , [°]	вклад	σ , [°]	RMS , [°]	σ , [°]	вклад	σ , [°]	RMS , [°]			
	$\times 10^{-3}$	[%]	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	[%]	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$			
реальный пучок						”идеальный” пучок						
для проекций θ_X , θ_Y , используя известные истинные значения энергий												
0.0...0.25	13	38	28	20	8	38	13	10				
0.25...0.5	13	37	28	20	8	34	13	10				
0.5...1.0	13	38	28	20	9	31	14	10				
1.0...1.5	13	39	28	20	9	28	15	11				
1.5...2.0	14	42	28	21	10	28	17	12				
2.0...2.5	15	45	30	23	11	33	21	15				
2.5...3.0	17	51	31	25	14	39	24	18				
для проекции θ_{\perp} (независимо от энергий гамма квантов)												
0.0...0.25	13	38	27	20	8	48	12	10				
0.25...0.5	13	36	28	20	8	45	12	10				
0.5...1.0	13	38	28	20	8	40	13	10				
1.0...1.5	14	39	28	20	9	40	14	11				
1.5...2.0	14	42	28	21	10	40	16	13				
2.0...2.5	16	47	29	23	11	42	19	15				
2.5...3.0	17	53	31	25	13	43	24	19				

3.14. Источники фона для реакции упругого фоторождения π^0 -мезонов

Понимание природы фона, его источников, точная оценка его влияния на распределения наблюдаемых величин являются неотъемлемой частью прецизионного анализа выходов исследуемых реакций, в нашем случае выхода упругих π^0 -мезонов по углу вылета в мишенях. Для учёта влияния фонов мы проводили совместное моделирование фоновых и исследуемых процессов, либо добавляли экспериментальный фон к результатам моделирования. Модельные события реконструировались для смеси сигнала и фона. В отдельных случаях изучалось влияние фона путем регулирования его количества в экспериментальном распределении и изучения влияния количества примесных событий на общий результат. Рассмотрим в этом разделе детально источники фона, их влияние и способ учёта в анализе.

3.14.1. Нерезонансный фон

Основной вклад в нерезонансный фон двух γ -квантов в области массы π^0 -мезона составляют события, произошедшие вне мишени: взаимодействие га-ло пучка с деталями вакуумного пучкового канала, рождение η - и ω -мезонов в гелиевом мешке и др. Также некоторый вклад может давать процесс комптоновского рассеяния (вклад от диаграмм высших порядков с несколькими фотонами в конечном состоянии).

Для изучения спектра нерезонансного фона от событий произошедших вне мишени была введена экспозиция с удаленной мишенью. Ток электронного пучка был повышен до 130 нА для более быстрого набора статистики. В итоге была набрана статистика прохождения пучковых частиц через установку с пустой мишенью, соответствующая примерно 30% отобранных событий на углеродной мишени. Форма нерезонансного спектра инвариантных масс с удалённой мишенью хорошо совпадает со спектром с мишенями в области вне пика π^0 -мезона

(рис. 3.41). В области под пиком спектр с удалённой мишенью имеет гладкую форму без особенностей. То же самое можно сказать про спектр масс, полученный с применением процедуры поправки на упругость (рис. 3.42): в области фитирования (120 – 150 МэВ) он имеет гладкую форму. В области масс около 109 МэВ виден пик от π^0 -мезонов, родившихся в передней стенке гелиевого мешка. Избыток фона в правой части спектра образован неупругими π^0 -мезонами, прошедшими процедуру поправки на упругость.

Добавление этого спектра к модельным событиям слабо меняет результат моделирования: отклонение в пределах четверти статистической погрешности. Это говорит о гладкой структуре нерезонансного фона и возможности её описания в виде полинома 1й – 2й степени. Т.к. анализ выходов упругих π^0 -мезонов проводился с применением поправки на упругость пары γ -квантов, к данному нерезонансному фону примешивался фон неупругих π^0 -мезонов. Таким образом, вся процедура фитирования проводилась для совокупного фона. Её описание дано в следующем разделе.

3.14.2. Фон неупругих π^0 -мезонов

В данном анализе изучается реакция упругого фоторождения π^0 -мезонов, поэтому неупругие процессы и π^0 -мезоны от распадов других частиц являются фоном и их вклад необходимо учесть. Как показывают расчёты, энергии π^0 -мезонов, рождаемых в фоновых процессах, в основном далеки от энергии пучка и спектр их энергий имеет гладкую форму при подходе к верхней границе. Исключением является когерентное фоторождение ω мезона. При распаде $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, когда γ -квант летит в лабораторной системе почти против направления пучка (1%–2% распадного фазового объёма), энергия π^0 -мезона принимает значения близкие к энергии пучка и происходит перекрытие по энергии с упругими π^0 -мезонами. Поэтому, данный процесс рассмотрен отдельно.

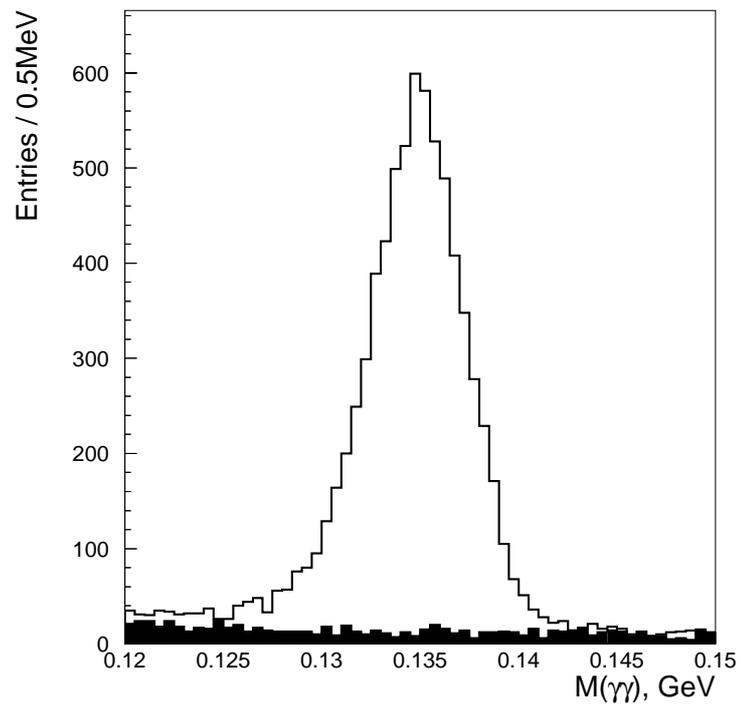
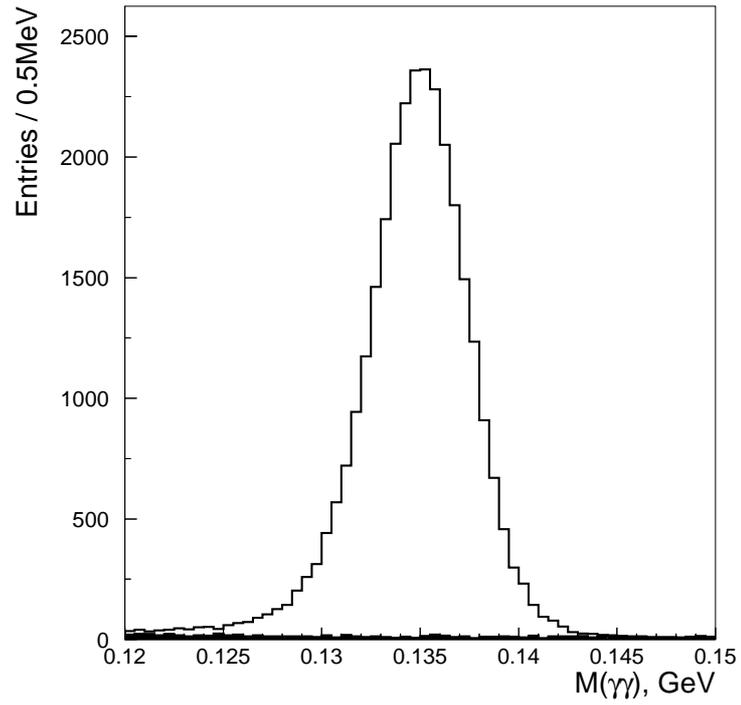


Рис. 3.41. Инвариантная масса двух γ -квантов. Сверху – углеродная мишень, снизу – свинцовая. Данные без мишени показаны зачернённой гистограммой

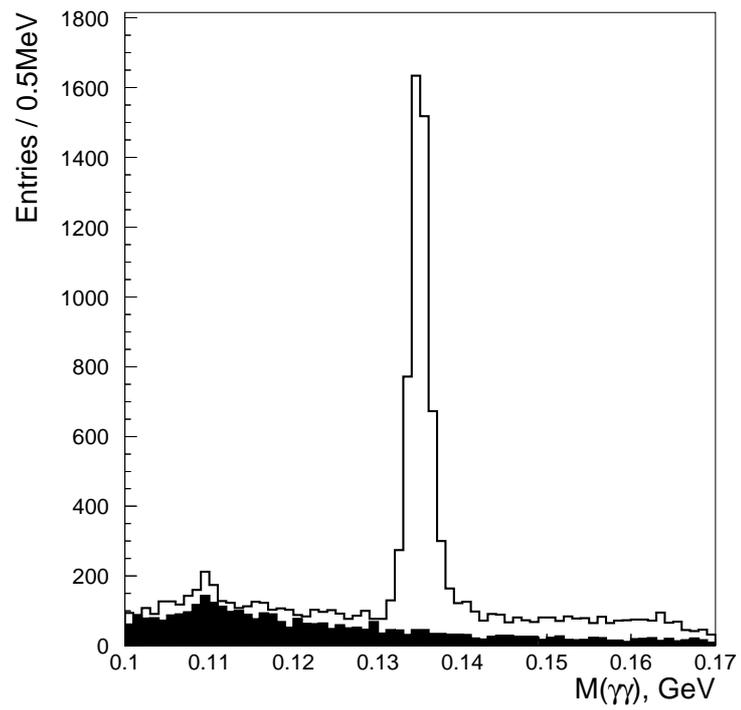
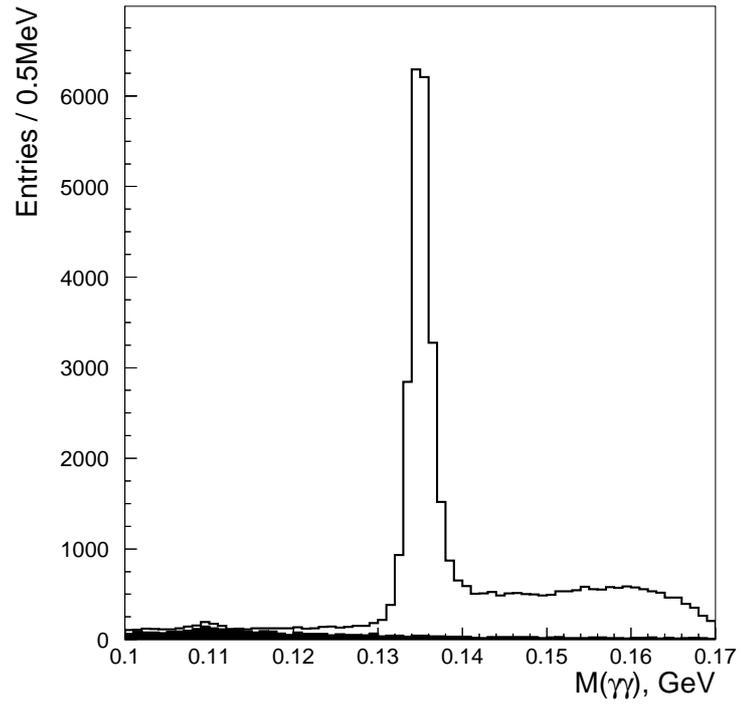


Рис. 3.42. Инвариантная масса двух γ -квантов с поправкой на упругость. Сверху – углеродная мишень, снизу – свинцовая. Данные без мишени показаны зачёрнённой гистограммой

Когерентное рождение ω -мезона и рождение ρ^0 -мезона

Влияние на анализ выхода упругих π^0 -мезонов примеси когерентно рождённых ω -мезонов с последующим распадом $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ было изучено с помощью моделирования процесса методом Монте-Карло. Полученные спектры использовались в качестве добавки к фону при фитировании экспериментальных выходов π^0 -мезонов по инвариантной массе с поправкой на упругость. Амплитуда этого спектра была рассчитана по известному сечению когерентного рождения ω -мезона.

Для генерации когерентного фоторождения ω -мезона использовалось распределение по переданному импульсу [54, 55]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = A^3 \cdot \left[\frac{1}{A} \frac{d\sigma_{difr}^N}{dt}(0) \right] \cdot |F(t)|^2, \quad (3.2)$$

где:

A - количество нуклонов в ядре мишени;

$F(t)$ - ядерный формфактор ядра мишени (с учётом поглощения в ядре, вычисление подробно приведено в [54]), вид функции квадрата модуля формфактора представлен на рис. 3.43;

$\frac{d\sigma_{difr}^N}{dt}(0)$ - дифференциальное сечение рождения вперёд на нуклоне.

Согласно [19] (стр. 329), сечение вперёд на нуклоне можно параметризовать:

$$\frac{d\sigma_{difr}^N}{dt}(0) = C \cdot (1 + D/E_{beam}), \quad (3.3)$$

где:

E_{beam} - энергия налетающего фотона (пучка),

$C = (9.3 \pm 1.7)$ мкбарн/ГэВ², $D = (1.4 \pm 1.2)$ ГэВ.

Интегрирование (3.2) по t с учётом (3.3) даёт 12.9 ± 2.4 мкбарн для углерода-12 и 125 ± 23 мкбарн для свинца-208 для энергии пучка 5.2 ГэВ и табличного значения массы ω -мезона. Значение для углерода хорошо согласуется с измерением [56] (стр. 107, таблица 1): $12 \cdot (1.20 \pm 0.44)$ мкбарн = (14.4 ± 5.3) мкбарн.

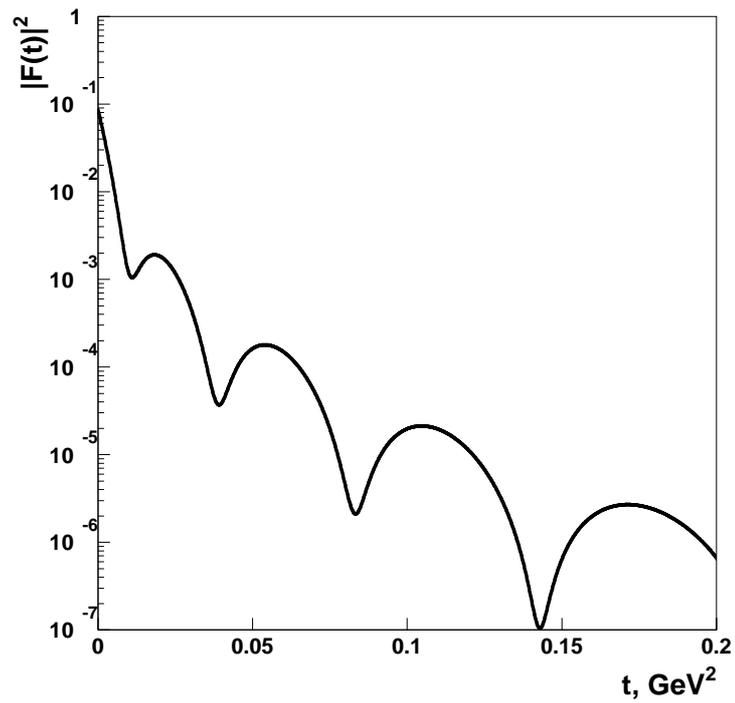
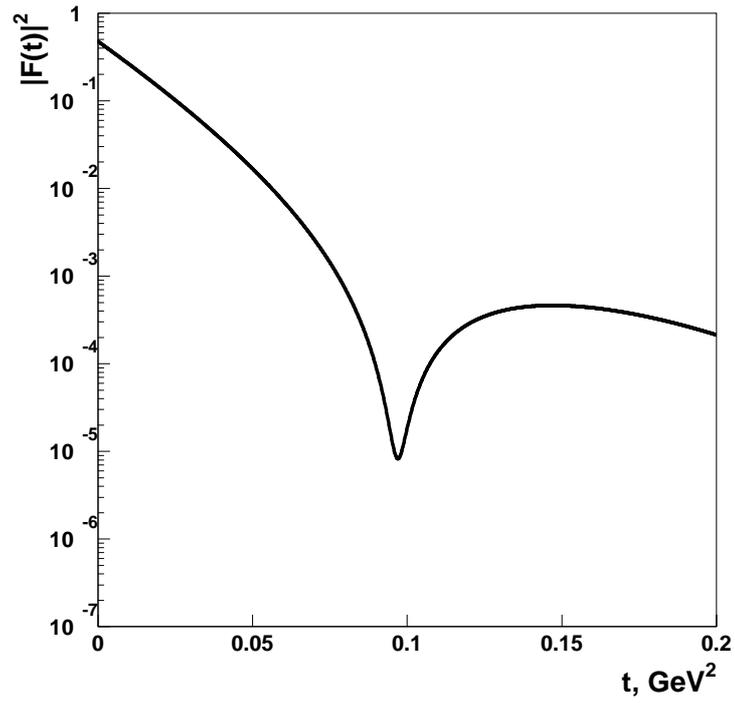


Рис. 3.43. Квадрат модуля ядерного формфактора в формуле (3.2), использованный в анализе когерентного фоторождения ω -мезона (с учётом поглощения в ядре). Сверху – углерод, снизу – свинец

Для распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ мы использовали матричный элемент в виде $(1 + \cos^2\theta)$ [57], где θ угол вылета одного из продуктов распада в системе Готтфрида-Джексона.

Для учёта вклада от распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, мы приняли во внимание, что свойства когерентного рождения и распада ρ^0 будут примерно такие же как и для ω -мезона. Сечение фоторождения вперед на нуклоне для ρ^0 примерно в 10 раз выше, чем для ω , а вероятность распада по данному каналу примерно в 120 раз меньше. Поэтому итоговый вклад будет иметь примерно такой же спектр, но его амплитуда будет в 12 раз ниже. Мы учли его умножив вклад от ω на $1\frac{1}{12}$.

Количество событий когерентного рождения ω -мезонов в данных оценивалось исходя из сечения процесса и известного потока пучковых частиц, представленного в виде суммы потоков, регистрируемых Т-счётчиками системы измерения:

$$N_{prod} = \mathcal{F} L Br \sum_{T\text{-counters}} w_i \sigma_i \quad (3.4)$$

где:

\mathcal{F} - полный поток пучковых частиц в образце данных;

\mathcal{L} - количество атомов мишени на единицу поперечной площади;

Br - вероятность распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$;

w_i - доля потока пучковых частиц, приходящаяся на $i^{\text{ый}}$ Т-счётчик;

σ_i - сечение рождения для энергии $i^{\text{ого}}$ Т-счётчика.

Для изучения данного процесса было сгенерировано по 5 миллионов событий фоторождения ω -мезонов на ядрах углерода-12 и свинца-208. Можно ввести понятие эквивалентного потока пучковых частиц для сгенерированной в Монте-Карло статистики:

$$\mathcal{F}_{equiv. MC} = \frac{N_{generated MC}}{\mathcal{L} Br \bar{\sigma} \varepsilon} \quad (3.5)$$

здесь: $N_{generated MC}$ - сгенерированная в Монте-Карло статистика; $\bar{\sigma} \equiv \sum w_i \sigma_i$; множитель ε отражает дополнительные поправки к эффективности, не учитываемые в Монте-Карло: события исключаемые при использовании вето (раз-

дел 4.2.2), эффективность отбора пучковой частицы (таблица 4.2, стр. 177) и прочие поправки (таблица 4.3, стр. 178). Используя известный поток пучка в данных, свойства мишени и сгенерированную статистику в Монте-Карло, пересчитанную в эквивалентный поток, получим коэффициент, на который должен быть умножен полученный в Монте-Карло спектр фоновых событий при сравнении с данными: $k = \frac{\mathcal{F}_{data}}{\mathcal{F}_{equiv. MC}}$. Отметим, что для сгенерированного образца для углерода значение этого коэффициента около $\frac{1}{30}$, для свинца $\approx \frac{1}{600}$.

На рис. 3.44 показано экспериментальное распределение π^0 -мезонов по разности их энергии и энергии пучка для углеродной мишени (чёрная гистограмма)

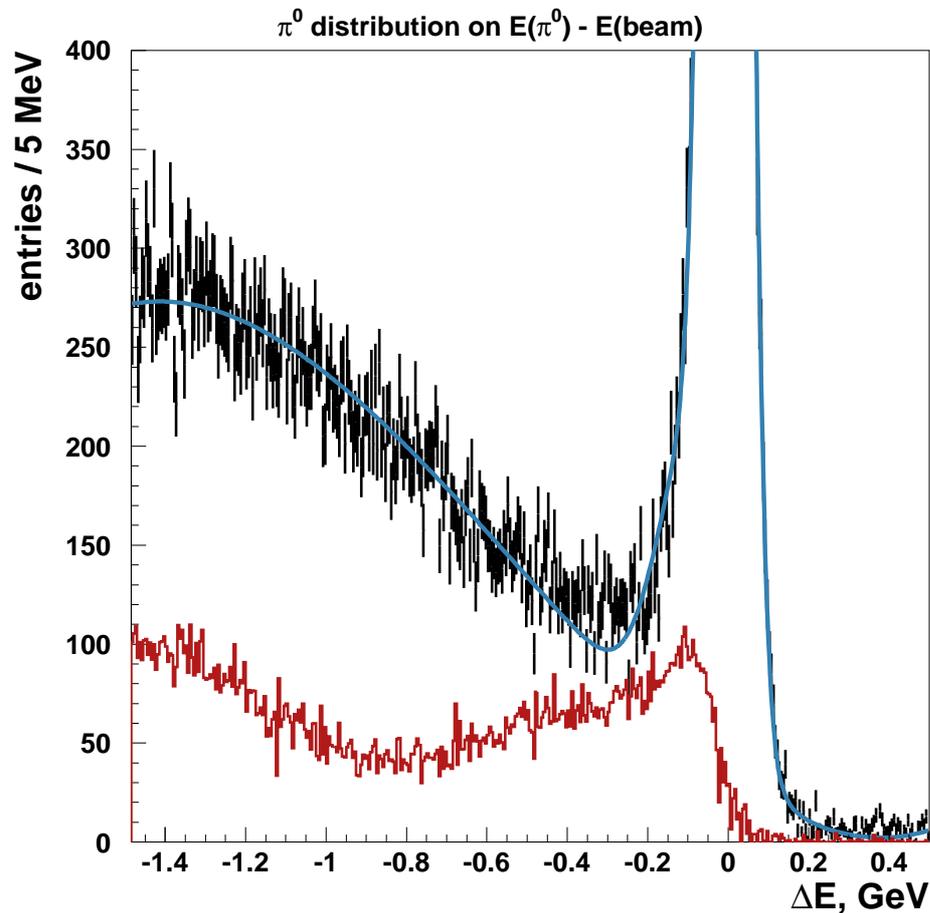


Рис. 3.44. Наблюдаемое распределение π^0 -мезонов по разности их энергии и энергии пучка (чёрная гистограмма) и ожидаемый фон от распадов $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ когерентных ω мезонов (красная гистограмма). Кривая – результат фитирования. Углеродная мишень

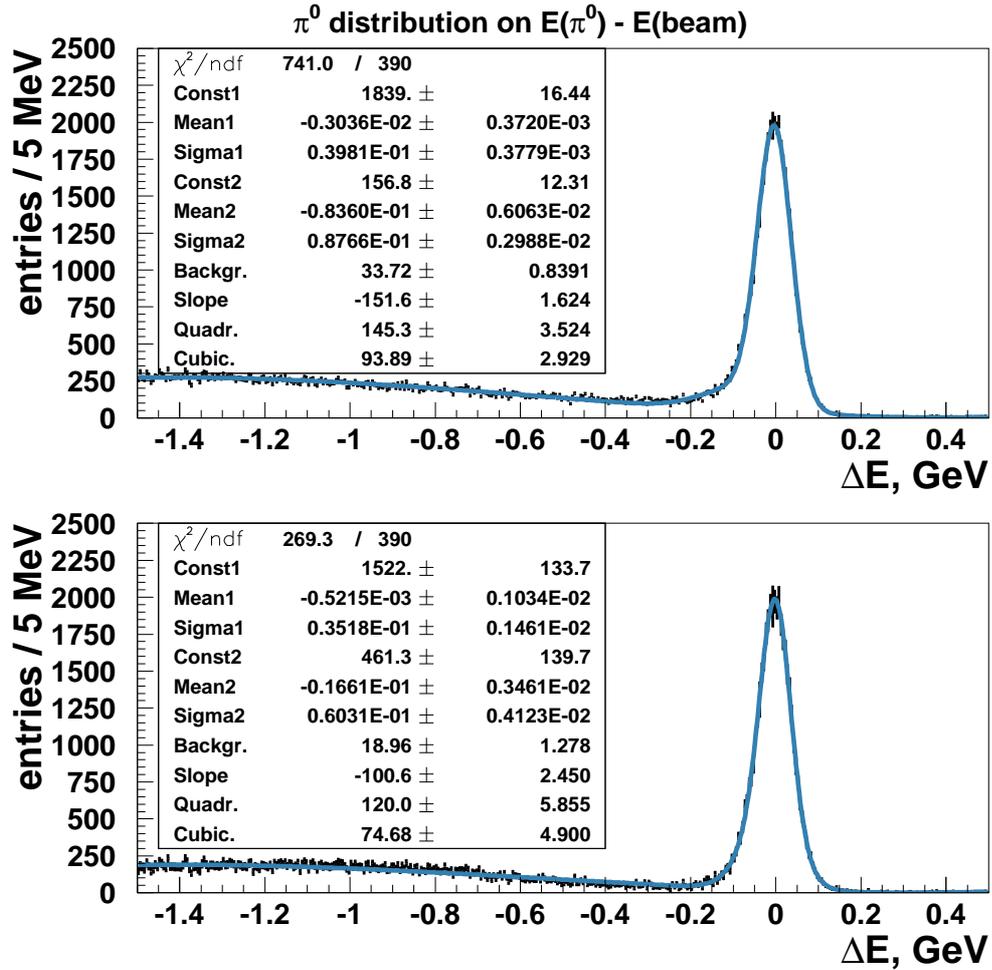


Рис. 3.45. Разность энергии π^0 -мезонов и пучка, углеродная мишень. Сверху – эксперимент, снизу – вычтен смоделированный фон от распадов ω мезонов. Кривые – результат фитирования (параметры двух гауссиан и полинома 3-ей степени приведены в окне статистики)

ма). Для сравнения наложен ожидаемый спектр для π^0 -мезонов от распада когерентно рожденных ω -мезонов, сгенерированных в Монте-Карло (красная гистограмма). Из рисунка становится понятной важность детального учёта данного процесса: под упругим пиком появляется его вклад в виде структуры, влияющей на подсчёт количества упругих событий. Результаты фитирования (двумя гауссианами и полиномом второй степени) спектра разности энергий π^0 -мезонов и пучка до и после вычитания вклада от ω -мезонов представлены на рис. 3.45. Форма наблюдаемого спектра заметно улучшается после процедуры вычитания:

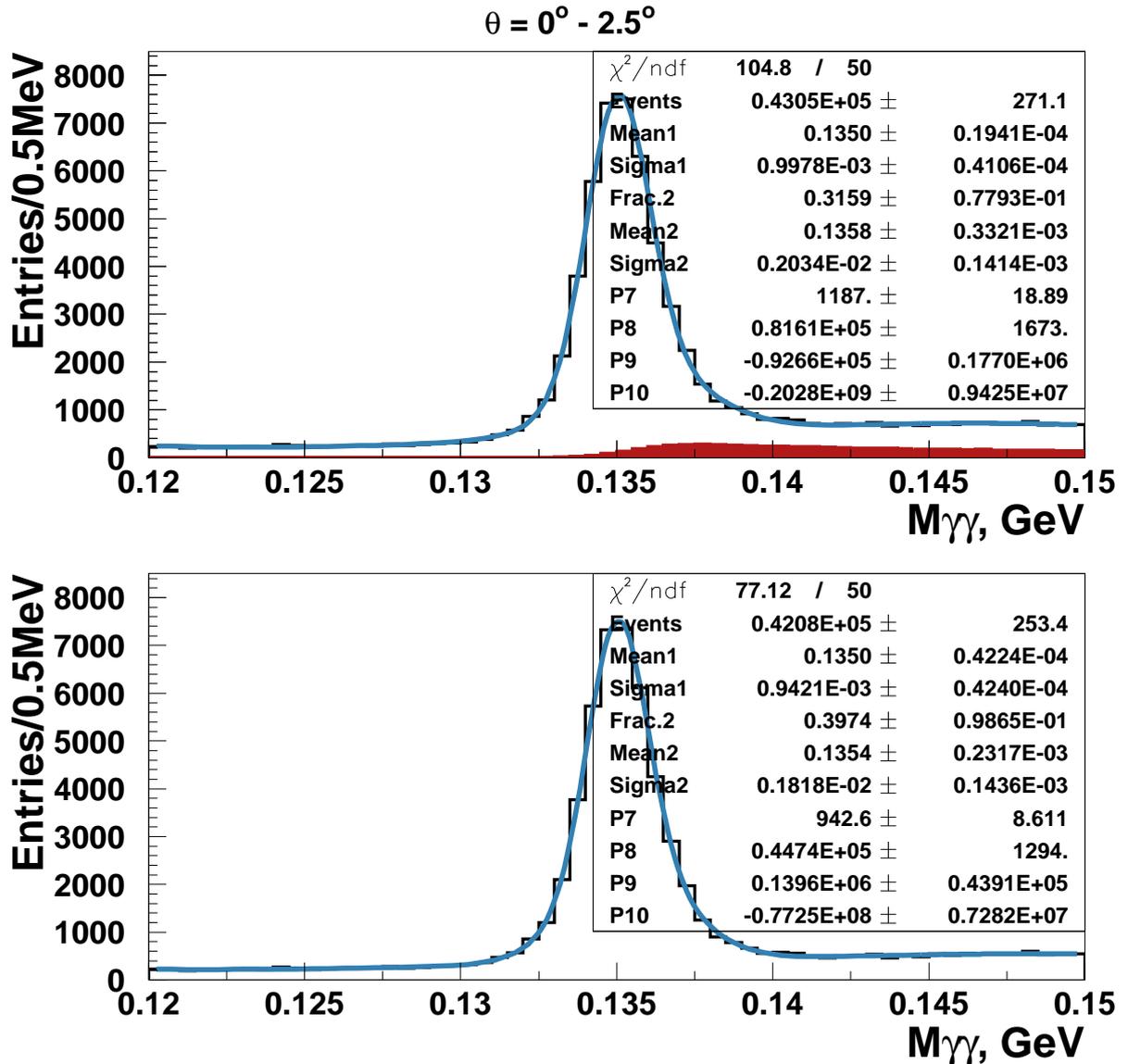


Рис. 3.46. Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с поправкой на упругость) для углов вылета 0° – 2.5° (см. текст)

распределение становится более близким к гауссову, его ширина уменьшается, положение центра становится заметно ближе к нулю.

На рисунках 3.46 – 3.49 открытые гистограммы сверху – экспериментальные распределения по инвариантной массе двух γ -квантов с поправкой на упругость для разных углов вылета π^0 -мезона (углеродная мишень). Сплошной гистограммой показан ожидаемый вклад от распадов ω -мезонов. Нижние гисто-

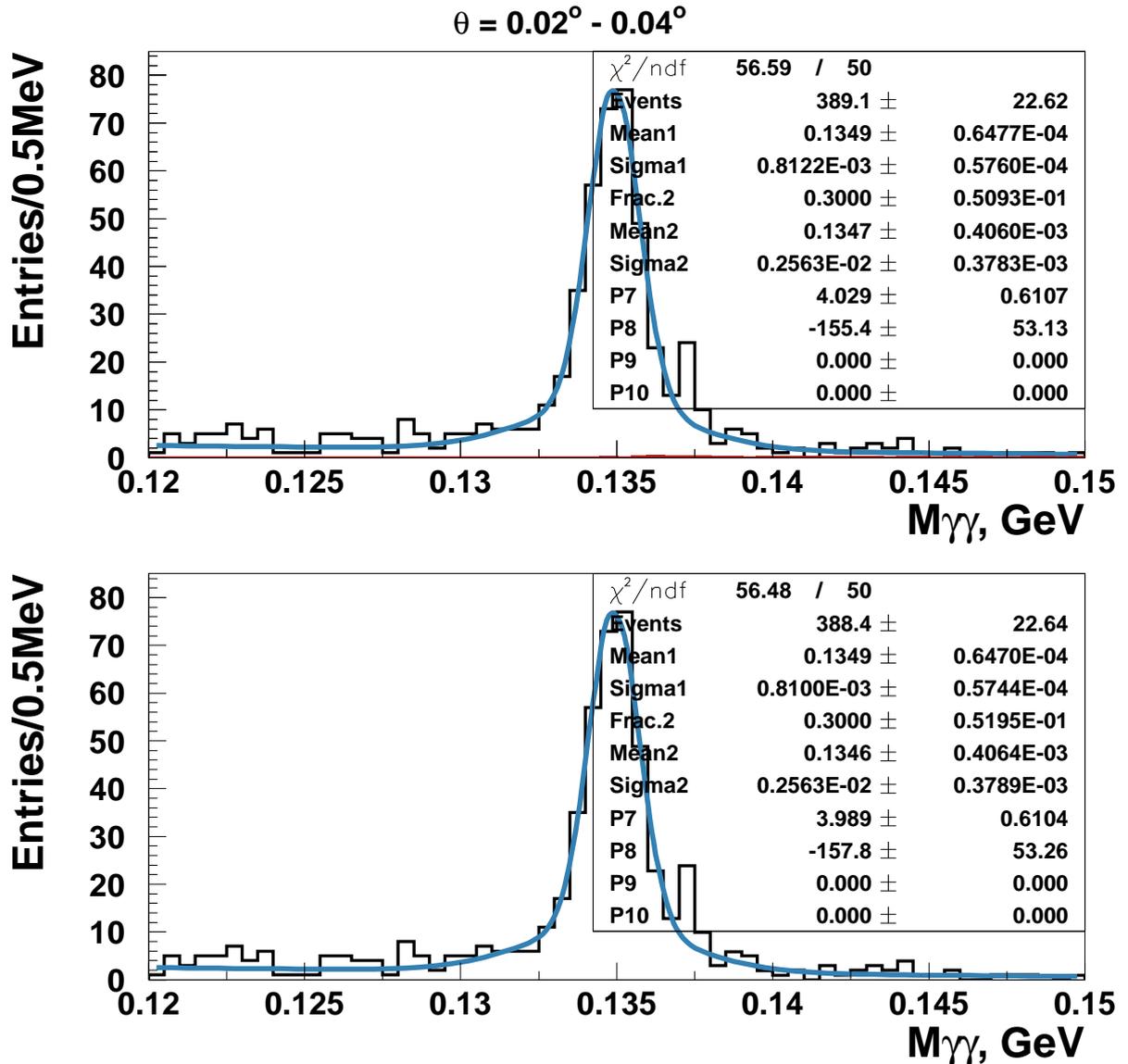


Рис. 3.47. Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с поправкой на упругость) для углов вылета $0.02^\circ - 0.04^\circ$ (см. текст)

граммы – результат вычитания этого вклада из экспериментальных распределений. Кривые на рисунках – результат фитирования. Параметры фитирования двумя гауссианами и полиномом 3-ей степени приведены в окне статистики. При малых углах вылета вклад от ω -мезонов мал (рис. 3.47). Далее он начинает возрастать и формирует структуру около основного пика при углах порядка 1° (рис. 3.48). При дальнейшем росте угла количество фоновых событий продол-

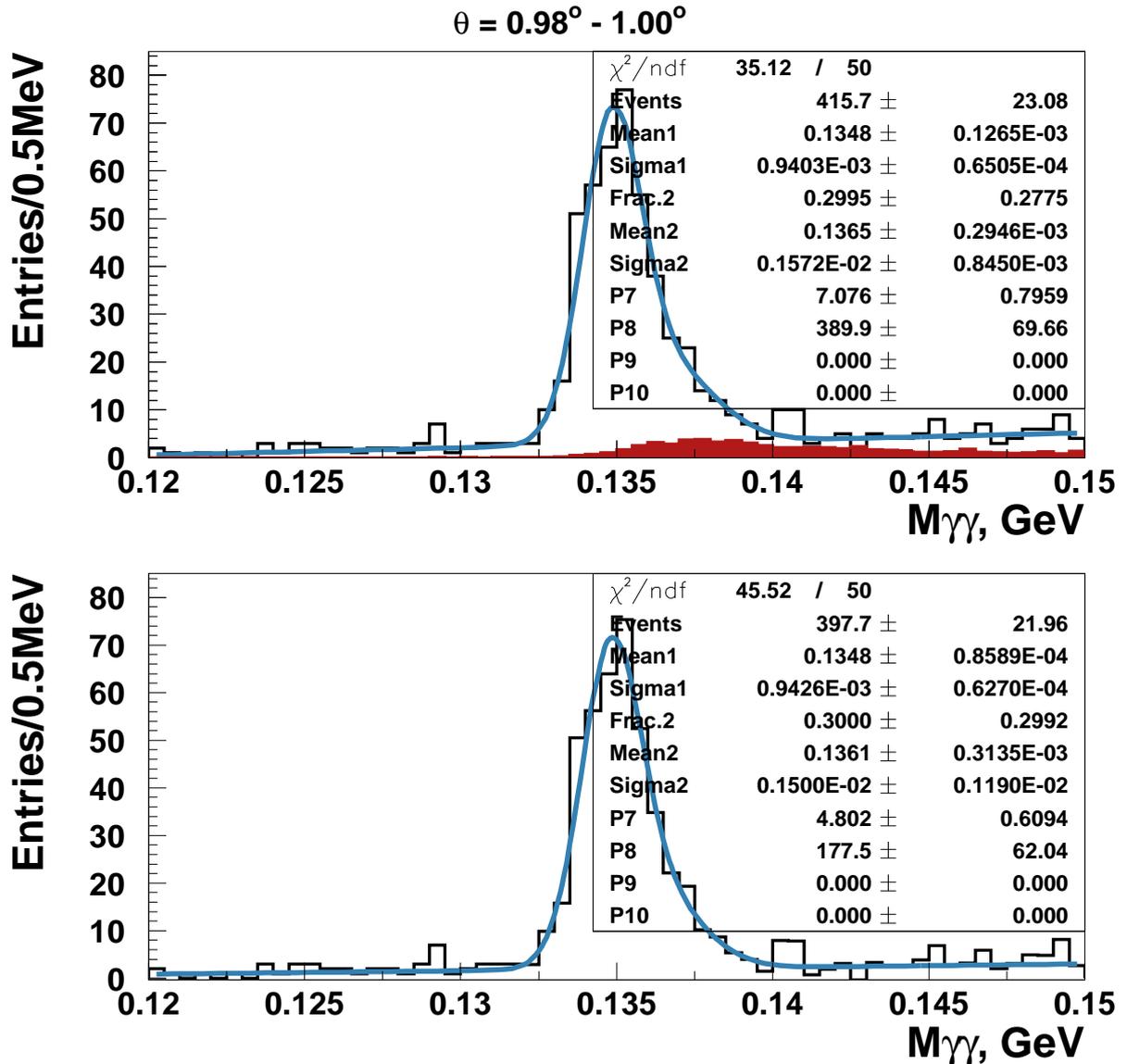


Рис. 3.48. Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с поправкой на упругость) для углов вылета $0.98^\circ - 1.00^\circ$ (см. текст)

жает расти, однако структура смещается вправо и становится более широкой (рис. 3.49). Вследствие этого, результирующий вклад в основной пик начинает уменьшаться. Это заметно на распределении выхода упругих π^0 -мезонов по углу (рис. 4.8, 4.9, стр. 165, 166). Сплошная гистограмма показывает вклад данного фонового процесса: для углерода он растет до значений углов около 1.5° , после чего начинает спадать.

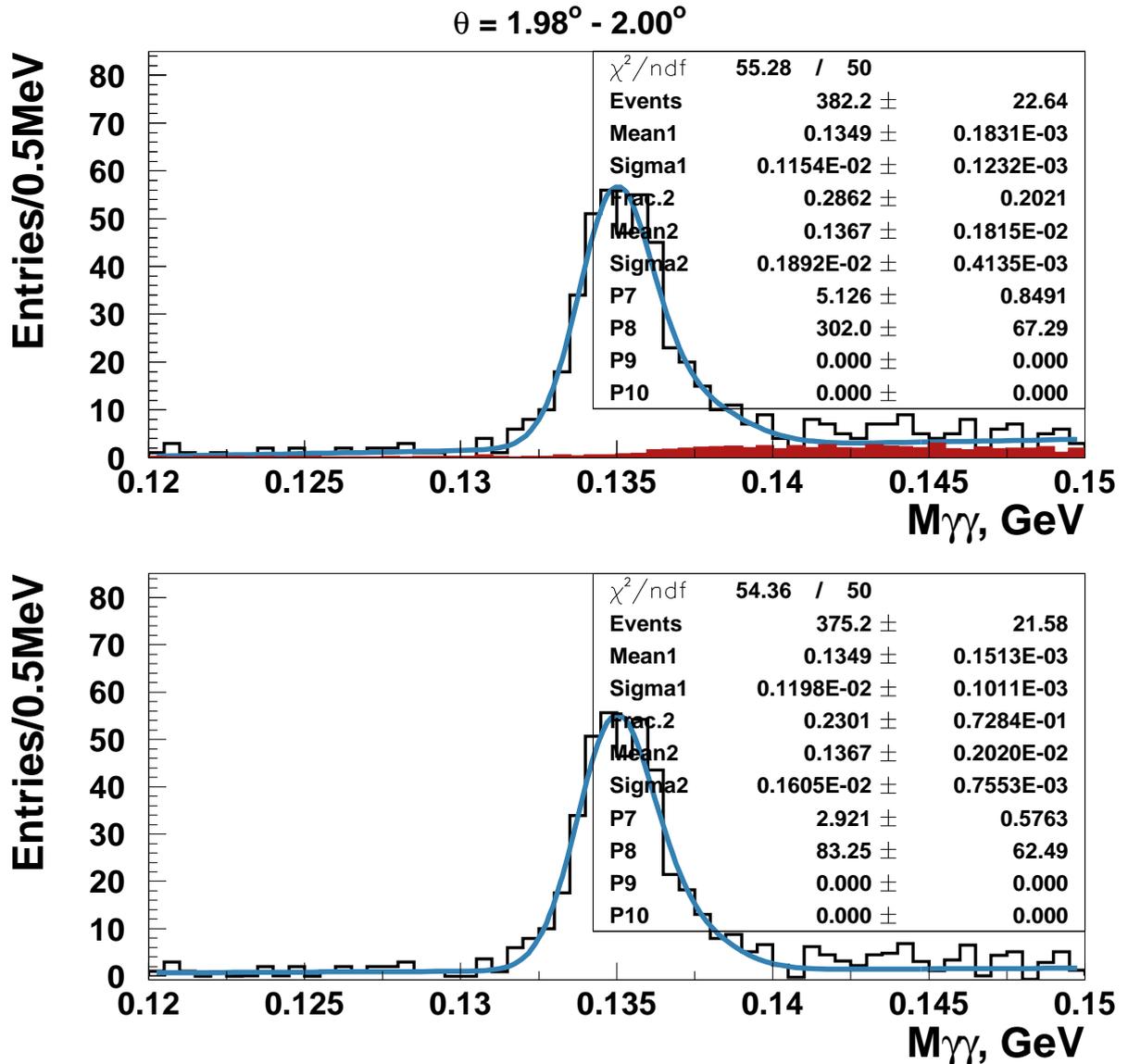


Рис. 3.49. Распределение по инвариантной массе двух γ -квантов (с применением поправки на упругость) для углов вылета $1.98^\circ - 2.00^\circ$ (см. текст)

Другие источники неупругих π^0 -мезонов

Анализ других источников фона, таких как когерентное рождение ω -мезона с распадом $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, некогерентное рождение ω -мезона: $\gamma A \rightarrow \omega A'$, $\gamma N \rightarrow \omega N$, $\gamma N \rightarrow \omega \Delta(1232)$, а также процессы с участием ρ^0 , ρ^+ , ρ^- с последующими распадами $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, $\rho^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$, $\rho^- \rightarrow \pi^0\pi^-$ были также подробно изучены [54, 55]. Общим для кинематики перечисленных

процессов и для процесса рождения двух π^0 -мезонов является то, что энергия π^0 -мезонов заметно меньше энергии упругого рождения, и разрешение калориметра позволяет чётко разделять эти процессы. Энергетический спектр неупругих π^0 -мезонов при подходе к верхней границе имеет плавную форму без существенных особенностей. На рис. 3.50, 3.51 показаны энергетические спектры π^0 -мезонов для некоторых из упомянутых реакций (подписаны на гистограммах). Для сравнения приведён спектр для когерентного рождения с распадом $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, описанный в предыдущем разделе. Принимая во внимание многообразие неупругих каналов и плавный энергетический спектр π^0 -мезонов, их вклад вместе с нерезонансным фоном был взят непосредственно из данных. Порядок учёта фона демонстрирует рис. 3.52:

- 1) Для каждого интервала углов проведено фитирование экспериментального выхода π^0 -мезонов (инвариантной массы двух γ -квантов с поправкой на их упругость, показано на рисунке сверху слева). Сигнал от π^0 -мезонов фитировался двумя гауссианами (синяя кривая), фон (зелёная кривая) – полиномом третьей степени, к нему добавлялся ожидаемый вклад от когерентного рождения ω -мезонов.
- 2) Из смоделированного для реакции фоторождения спектра (правая верхняя гистограмма) была сделана серия подвыборок (около сотни для каждого интервала углов) со статистикой равной экспериментальной (правая средняя гистограмма).
- 3) Полученный результат в пункте 1) при фитировании фона (показан отдельно на левой средней гистограмме) был распределен по Пуассону (левая нижняя гистограмма) каждый раз новым образом.
- 4) Смоделированные подвыборки из пункта 2) сложены с фоном из пункта 3). В итоге получались распределения (правая нижняя гистограмма) со статистикой равной экспериментальной с добавлением фона, разыгранным в соотв. с наблюдаемым.

Для каждого интервала углов проведено фитирование полученных таким обра-

зом гистограмм аналогично фитированию экспериментальных данных. Полученное из фитирования значение выхода усреднено для всей серии подвыборок и использовано для расчёта эффективности восстановления π^0 -мезонов в присутствии фона.

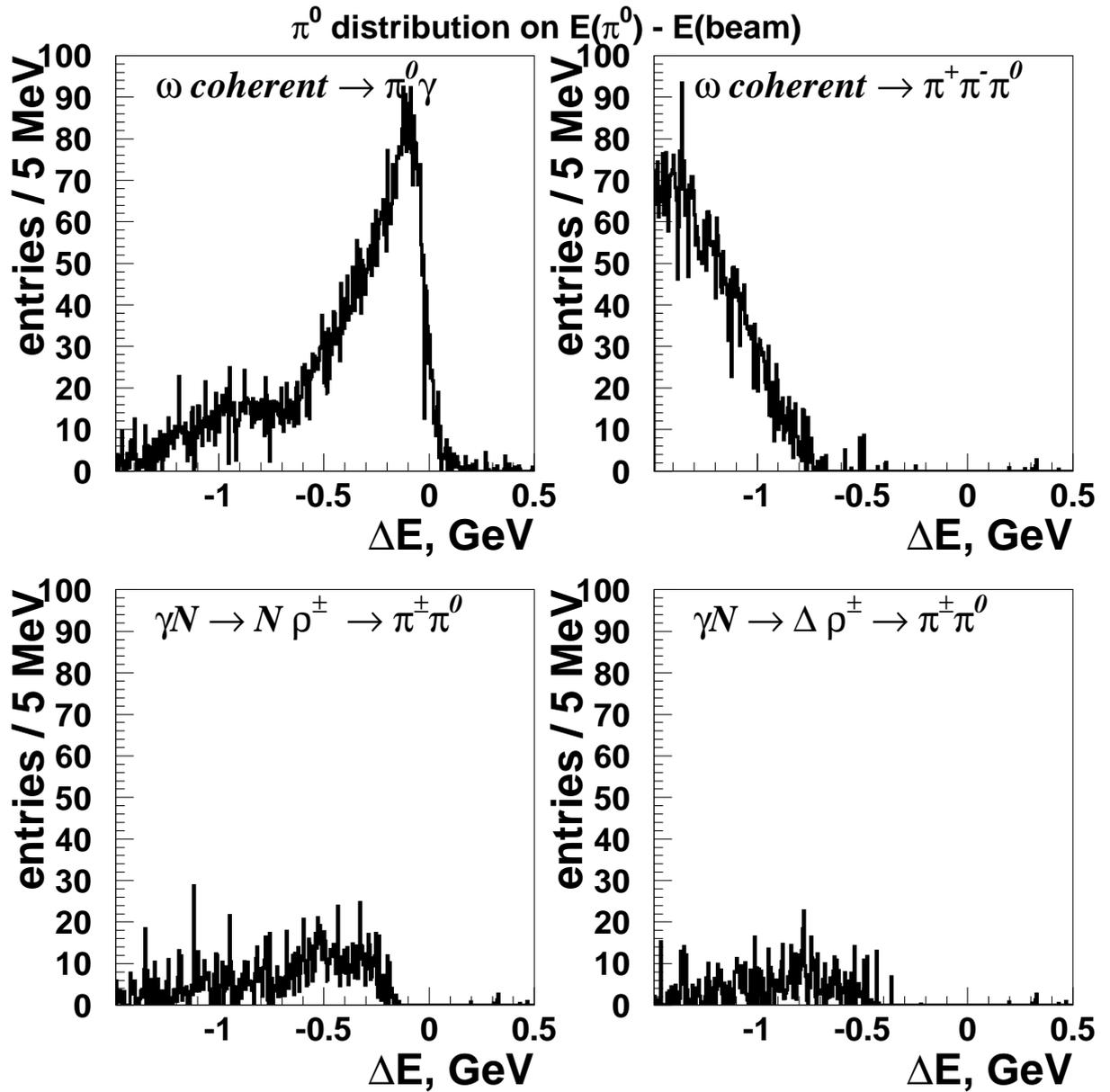


Рис. 3.50. Модельное распределение по разности энергии π^0 -мезонов и пучка для реакций $\gamma A \rightarrow \omega A$ (когер.) / $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\gamma A \rightarrow \omega A$ (когер.) / $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $\gamma N \rightarrow \rho^\pm N$ / $\rho^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^\pm$, $\gamma N \rightarrow \rho^\pm \Delta(1232)$ / $\rho^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^\pm$, углеродная мишень

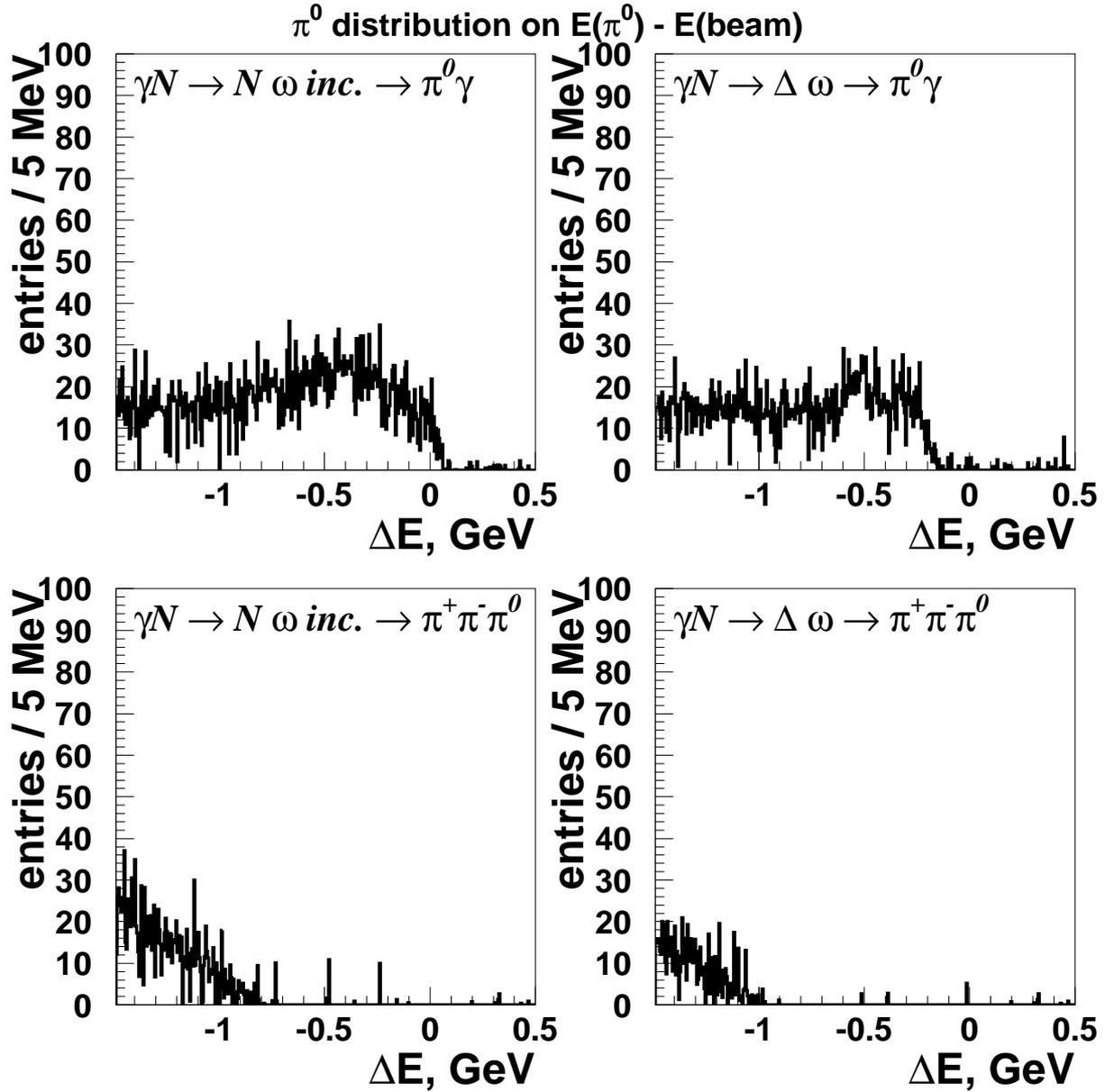


Рис. 3.51. Модельное распределение по разности энергии π^0 -мезонов и пучка для реакций $\gamma N \rightarrow \omega N(\text{некогер.}) / \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\gamma N \rightarrow \omega \Delta(1232) / \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\gamma N \rightarrow \omega N(\text{некогер.}) / \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $\gamma N \rightarrow \omega \Delta(1232) / \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, углеродная мишень

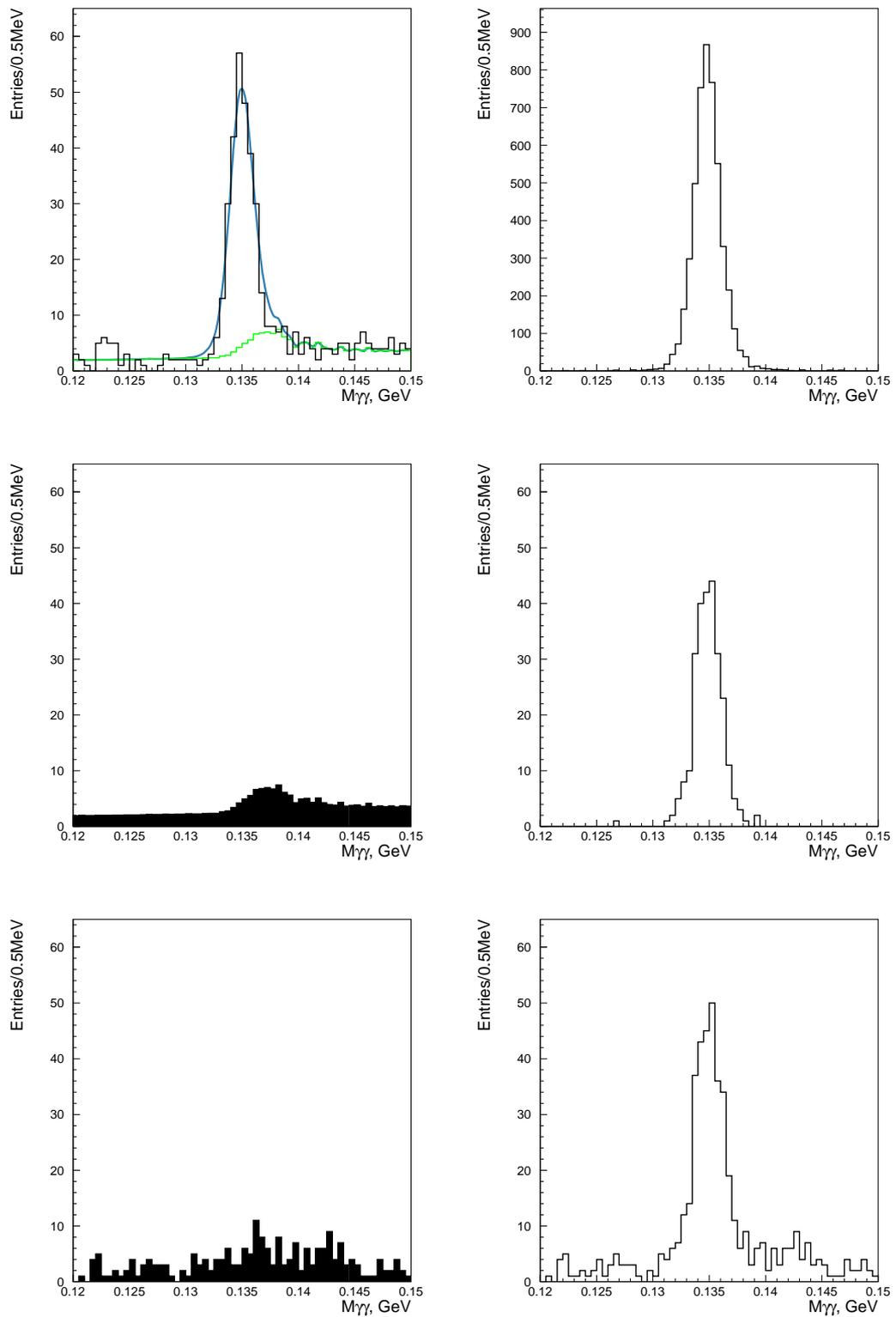


Рис. 3.52. Схема учёта фона от ω -мезонов при моделировании: спектры инвариантных масс двух γ -квантов для углов вылета 0.50 - 0.52° и углеродной мишени (см. текст)

3.14.3. Случайные совпадения событий в системе мечения пучка и калориметре

Одним из источников фона являются случайные совпадения по времени сигналов от системы мечения пучка и калориметра. Примерная частота сигналов системы мечения около 2 МГц, калориметра - около 1 кГц. При случайном их совпадении также вырабатывался триггерный сигнал "Coincidence" и события записывались на диск. Основным отличием этих событий является то, что событие в калориметре было вызвано пучковой частицей, не зарегистрированной в системе мечения. Случай когда пучковый фотон, вызвавший событие в калориметре, был зарегистрирован в системе мечения, но для анализа был отобран случайный фотон, как имеющий более близкое время к сигналу калориметра, будет рассмотрен в следующем разделе. Распределение по времени между сигналами системы мечения и калориметра рассмотрено в разделе 3.3 и представлено на рис. 3.4 (стр. 73). Истинные совпадения образуют сигнал в виде гауссианы с $\sigma = 1.0 - 1.1$ нсек; случайные дают равномерный фон в виде незначительной подложки. В отобранных событиях всегда будет присутствовать небольшая доля случайных совпадений. Влияние этого источника фона было учтено путём варьирования его вклада в анализируемую статистическую выборку. Для этого изучалась зависимость выхода отобранных для анализа упругих π^0 -мезонов от ограничения на максимально допустимую разницу во времени между сигналами системы мечения и калориметра. Вид этой зависимости представлен на рис. 3.53. За единицу выхода принята величина, соответствующая ограничению 4.5 нсек, принятому в анализе (указано вертикальной красной стрелкой). При ограничении менее 3 нсек выход быстро падает из-за потерь эффективности. При условии отбора более 4 нсек, эффективность близка к 1, но с ростом временного окна пропорционально растет примесь случайных совпадений. В зависимости появляется слабый обратный наклон (результат фитирования наклона показан сплошной прямой на рис.). Это и есть влияние слу-

чайных совпадений. Вклад этого источника фона на выход упругих π^0 -мезонов (а также на их сечение рождения, и получаемую в анализе радиационную ширину $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$) можно оценить, экстраполировав эту прямую на пересечение с осью OY (на нулевую ширину временного окна, при которой этот фон отсутствует). Красной стрелкой на рисунке условно показана процедура экстраполяции. Для углеродной мишени поправка на влияние случайных совпадений, полученная из параметров фитирования наклона прямой, составила $0.6\% \pm 0.15\%$, для свинцовой - $0.3\% \pm 0.1\%$.

Причину отрицательного наклона зависимости получаемого выхода от доли случайных совпадений можно понять из энергетического спектра истинных пучковых частиц – источников событий фоторождения π^0 -мезонов, зарегистрированных в калориметре. Полный энергетический спектр гамма пучка – плавный спектр тормозного излучения с верхней границей при энергии электронного пучка ускорителя. Часть спектра при энергии 4.9 – 5.5 ГэВ является меченой. Примерно половина фотонов с этой энергией помечается (эффективность системы мечения) и присутствует в записанных событиях. Оставшаяся часть энергетического спектра пучка является невидимой. Она и является источником событий в калориметре, случайно совпадающих по времени с какой-либо из помеченных пучковых частиц. Таким образом, спектр истинных энергий пучка в этих событиях будет представлять гладкий тормозной спектр из которого ”удалена” примерно половина событий в диапазоне 4.9 – 5.5 ГэВ. Спектр π^0 -мезонов имеет упругий пик, повторяющий спектр пучка. Следовательно, ”провал” в области 4.9 – 5.5 ГэВ будет присутствовать в спектре случайных совпадений. На рис. 3.54 показано распределение по отношению энергии пары γ -квантов к энергии пучка. Открытая гистограмма с большим упругим пиком соответствует использованному в анализе отбору по времени между системой мечения и калориметром в пределах 4.5 нсек. Зачернённая сплошная гистограмма соответствует отбору вне использованного временного окна: разница во времени больше 4.5 нсек, но в пределах 8.0 нсек. На врезке она же показана увеличенно, хоро-

шо виден ”провал” в центре. Небольшая примесь таких событий и вызывает снижение получаемого выхода упругих π^0 -мезонов.

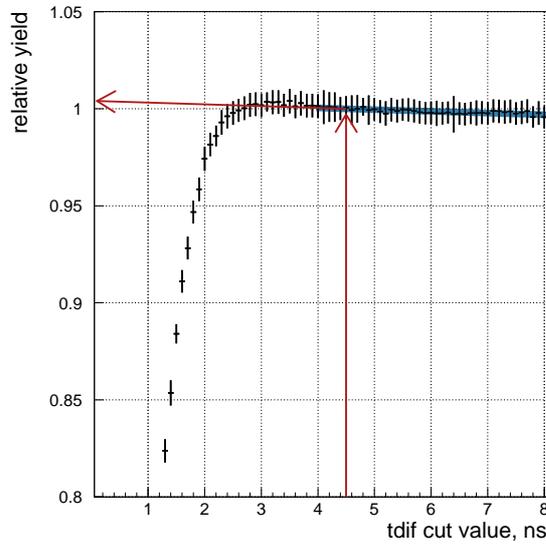


Рис. 3.53. Выход упругих π^0 -мезонов в зависимости от ограничения на время совпадения сигналов пучка и калориметра (см. текст)

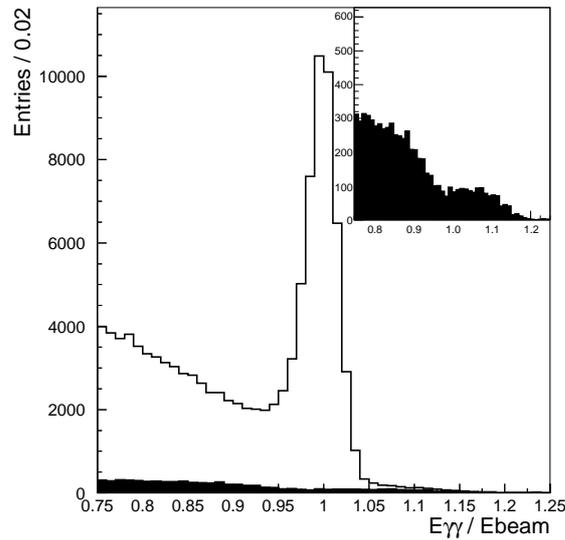


Рис. 3.54. Отношение энергии пары γ -квантов к энергии пучка для использованного в временного окна (открытая гистограмма), и вне его (зачернённая гистограмма, на врезке – она же увеличено)

3.14.4. События с неправильно выбранной пучковой частицей

Совпадения по времени между случайной пучковой частицей и событием в калориметре, вызванным незарегистрированным в системе мечения "истинным" фотоном были рассмотрены в предыдущем разделе. Аналогично возможен случай, когда "истинный" фотон был зарегистрирован, однако другая пучковая частица случайно имела лучшее совпадение по времени с сигналом калориметра и была отобрана для анализа вместо "истинной". Рассмотрим этот вид фона и способ его учёта. Определению доли таких фоновых событий посвящён раздел 4.2.2 (стр. 175). Отметим здесь, что эта доля равна $0.84\% \pm 0.20\%$ для углеродной мишени и $0.52\% \pm 0.13\%$ для свинцовой. Спектр упругости для этого фона легко моделируется путём выбора случайной пучковой частицы (рис. 3.55). В

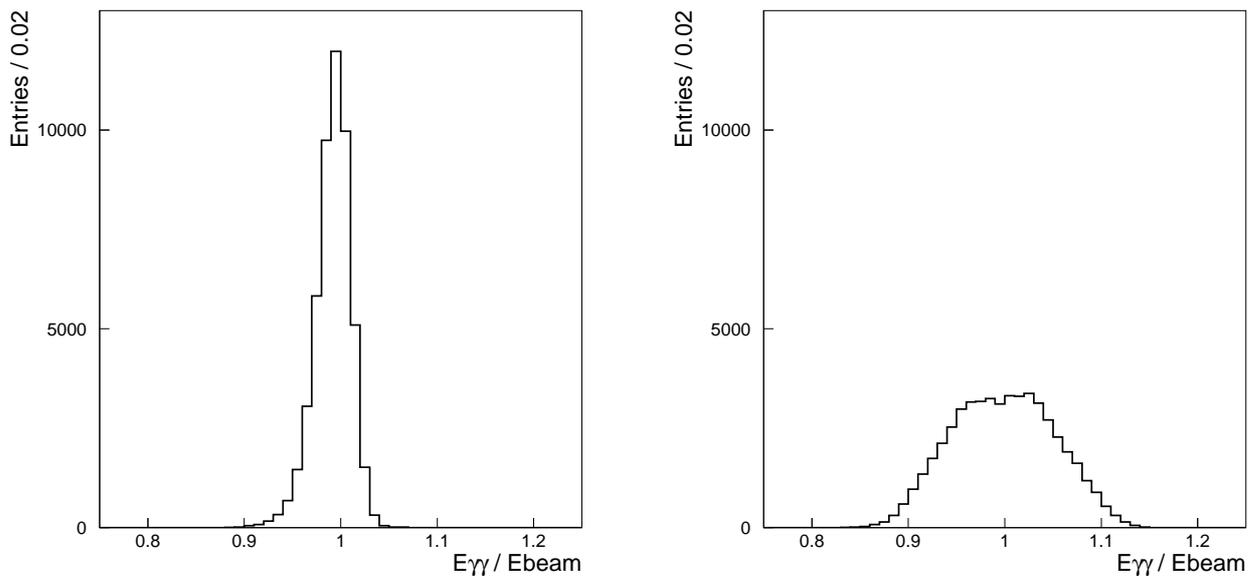


Рис. 3.55. Спектр упругости π^0 -мезонов (отношение их энергии к энергии пучка). Используются события из Монте-Карло. Слева – использовано истинное значение энергии пучка; справа – смоделирован неправильный выбор пучковой частицы

противоположность случаю, рассмотренному в предыдущем разделе, этот фон имеет выпуклую форму вблизи упругого пика. Для распределения по инвариантной массе с поправкой на упругость ширина этого спектра примерно в 6 раз

больше ширины сигнала упругих π^0 -мезонов. Этот фон учтён путём добавления известной доли событий к основному пику. Так, например, если в данных для углерода в некотором распределении наблюдалось 1000 упругих событий с шириной пика 2 МэВ, то в фитирующую функцию для фона автоматически включалось 8.4 фоновых события с шириной 12.1 МэВ.

3.14.5. События, совпавшие в пределах времени интегрирования АЦП (наложение событий в калориметре)

Наконец, ещё одним источником фона являются любые события, совпавшие по времени с основным и наложившиеся на него. Это происходит когда разница по времени меньше времени интегрирования АЦП модулей калориметра. Данный эффект маловероятен (оцениваемое количество подобных событий с энерговыделением в калориметре выше 1 ГэВ не более одного на миллион триггеров). Также накладывается электронный шум. В случае такого совпадения наложение сигнала происходит преимущественно в центре калориметра, либо в отдельных "шумных" модулях. Возможное влияние данного эффекта учтено при моделировании событий: модельные события накладывались на реальные случайные события из "clock" триггеров. Таким образом, влияние на эффективность и разрешение таких наложений автоматически учтено в данном анализе.

Глава 4

Полученные результаты

4.1. Экспериментальный выход π^0 -мезонов в зависимости от угла их вылета

Для получения дифференциального выхода π^0 -мезонов по углу вылета (вычисляемого по формуле 3.1, стр. 124), выбранный диапазон углов от 0 до 2.5° разбит на узкие интервалы шириной 0.02° . Для каждого такого интервала получен выход упругих π^0 -мезонов. Для этого были отобраны события, удовлетворяющие условиям, описанным в главе 3 (см табл. 3.3, стр. 78). Для них строился спектр инвариантных масс с применением кинематического связи на упругость события: энергия π^0 -мезона предполагалась равной энергии фотонного пучка, известной с высокой точностью. Примеры таких распределений для углеродной мишени представлены ниже на рисунках 4.1 – 4.4. Выход π^0 -мезонов для каждого из интервалов получен с применением процедуры фитирования. Для сигнала использовались две функции Гаусса с близким значением среднего. Для фона взята совокупность полинома второй степени, смоделированного фона от продуктов распадов ω - и ρ -мезонов и событий с перепутанной пучковой частицей (раздел 3.14). Кривые на рисунках 4.1 – 4.4 – результаты фитирования. Штриховой линией показан смоделированный вклад от распадов ω - и ρ -мезонов добавленный в фит. Отметим, что для углерода этот вклад заметен для углов больше 0.3° . Фон ослучайных совпадений учитывался как поправочный фактор (раздел 3.14).

Для уменьшения систематических погрешностей при фитировании мы воспользовались тем, что форма сигнала от π^0 -мезона является плавной функцией угла его вылета. Отдельно были построены спектры инвариантных масс для разбиения по углу на широкие интервалы (рис. 4.5): $0...0.5^\circ$, $0.5...1.0^\circ$, $1.0...1.5^\circ$,

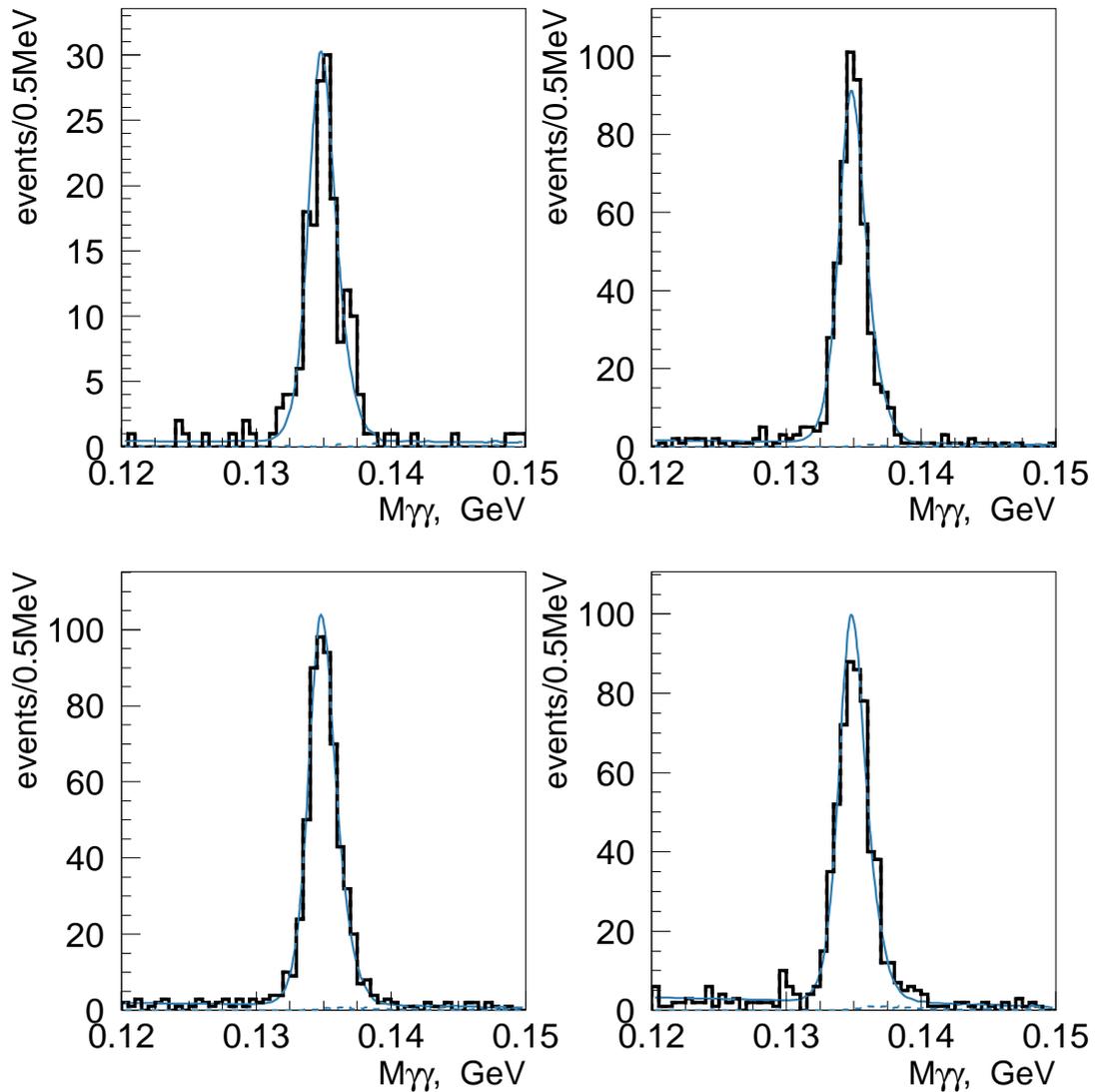


Рис. 4.1. Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $0 - 0.02^\circ$ (верх. лев.), $0.02 - 0.04^\circ$ (верх. прав.), $0.04 - 0.06^\circ$ (ниж. лев.), $0.06 - 0.08^\circ$ (ниж. прав.)

$1.5...2.0^\circ$, $2.5...2.7^\circ$ имеющие малую статистическую погрешность. Фиксированная форма сигнала (положения и ширины двух функций Гаусса и соотношение событий в них), полученная в широких интервалах (см. Таблицу 4.1), использовалась для фитирования спектров в узких интервалах. Отметим, что наблюдаемое азимутальное распределение по углу вылета π^0 -мезона будет неравномерным в указанных широких угловых интервалах. Рисунок 4.6 показывает это

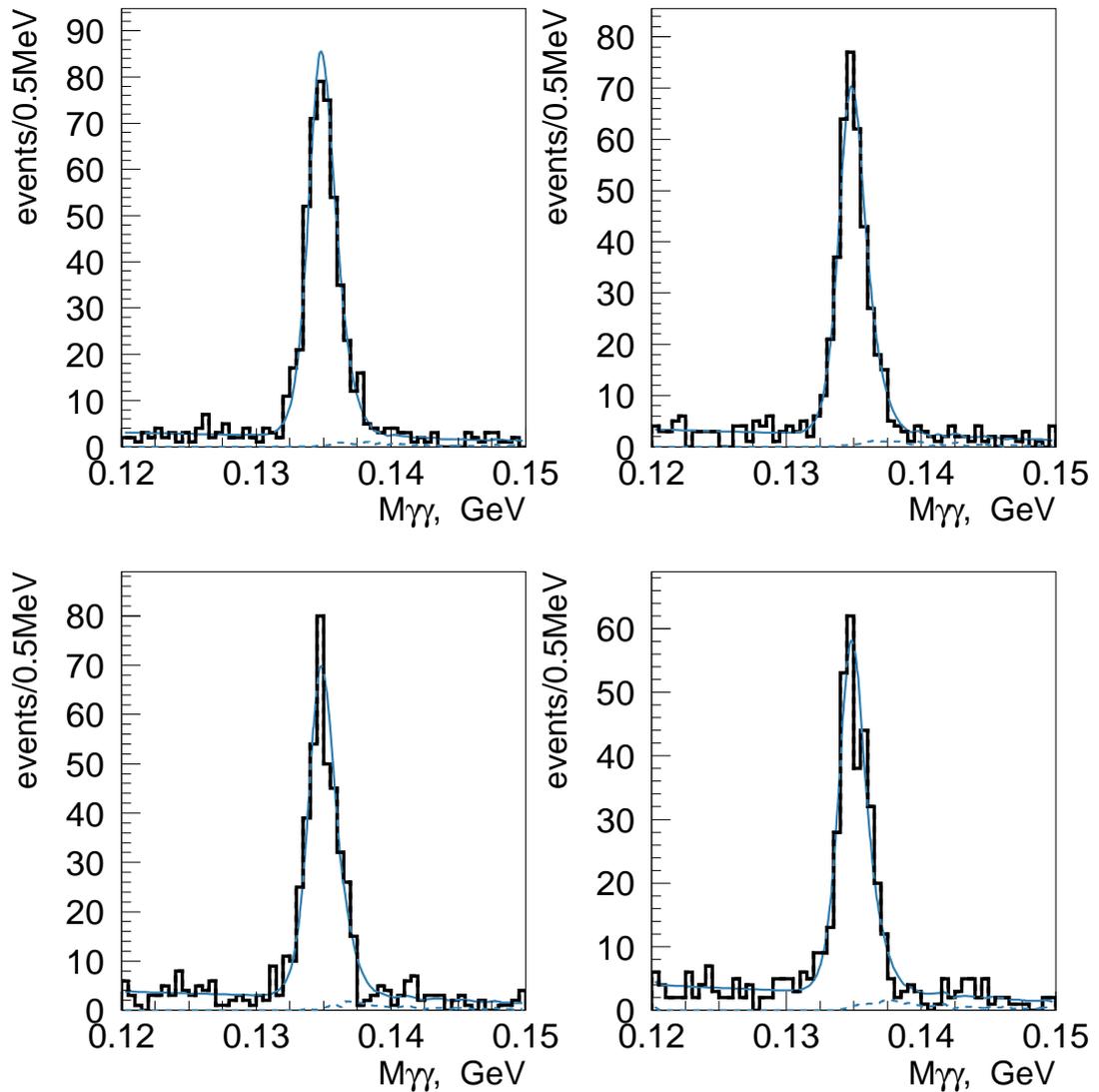


Рис. 4.2. Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $0.08 - 0.10^\circ$ (верх. лев.), $0.10 - 0.12^\circ$ (верх. прав.), $0.12 - 0.14^\circ$ (ниж. лев.), $0.14 - 0.16^\circ$ (ниж. прав.)

распределение, отображающее по сути акцептанс калориметра по азимутальному углу.

В качестве одной из проверок результата, получено количество упругих π^0 -мезонов для всего диапазона исследуемых углов (для углеродной мишени представлено на рис. 4.7). Это число сравнено с суммой полученных выходов для всех узких интервалов, на которые был разбит данный диапазон. Разница

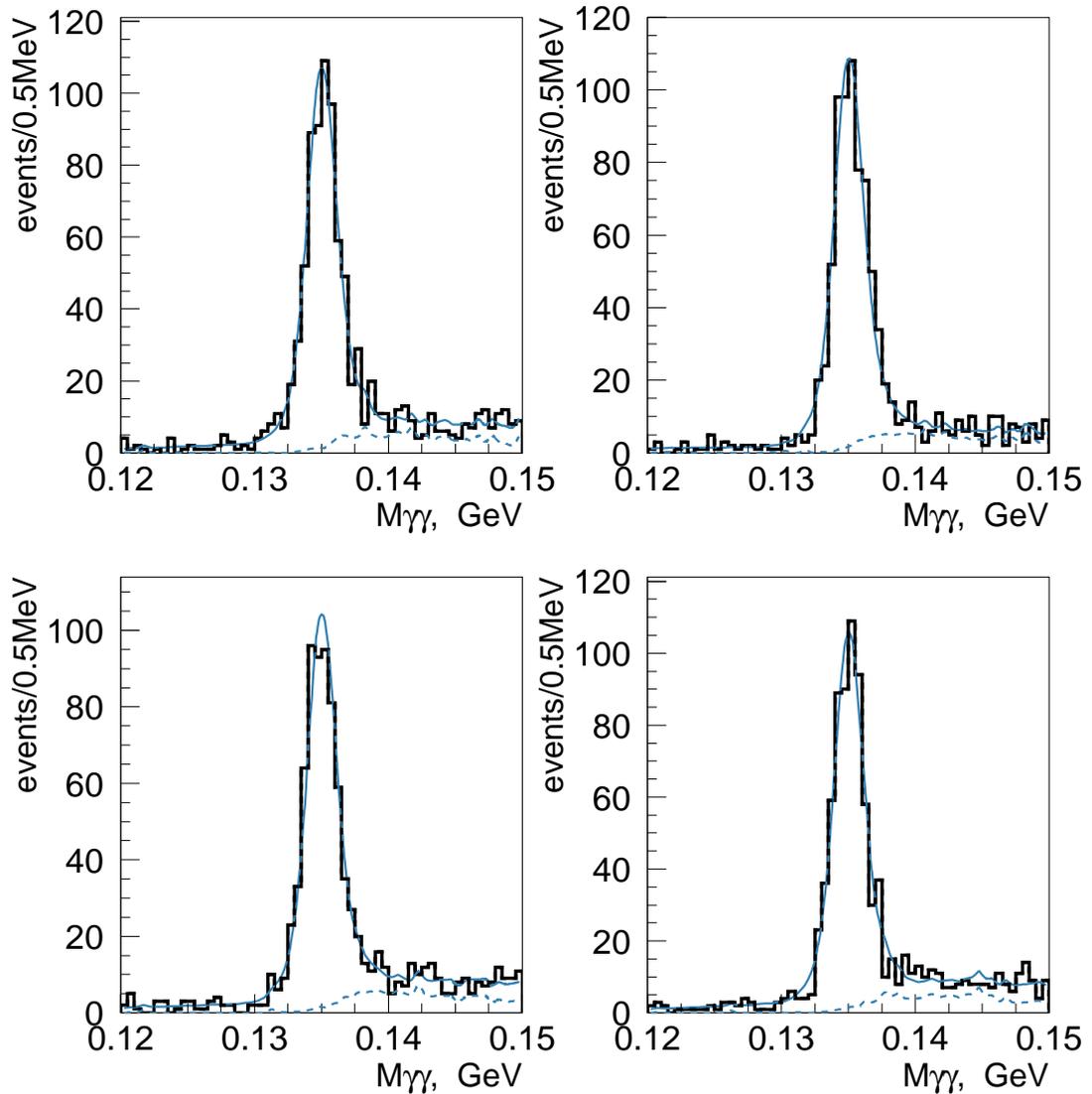


Рис. 4.3. Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $1.76 - 1.78^\circ$ (верх. лев.), $1.78 - 1.80^\circ$ (верх. прав.), $1.80 - 1.82^\circ$ (ниж. лев.), $1.82 - 1.84^\circ$ (ниж. прав.)

значений оказалась меньше, чем их статистическая ошибка. Так относительная разница этих значений для углерода 0.5% , а статистическая ошибка обеих величин - около 1.0% . Таким образом, систематической ошибки, связанной с фитированием гистограмм с малой статистикой, выявлено не было.

Результирующие распределения (фон от ω - и ρ вычтен) для углового выхода π^0 -мезонов представлены на рис 4.8, 4.9. Сплошные гистограммы снизу

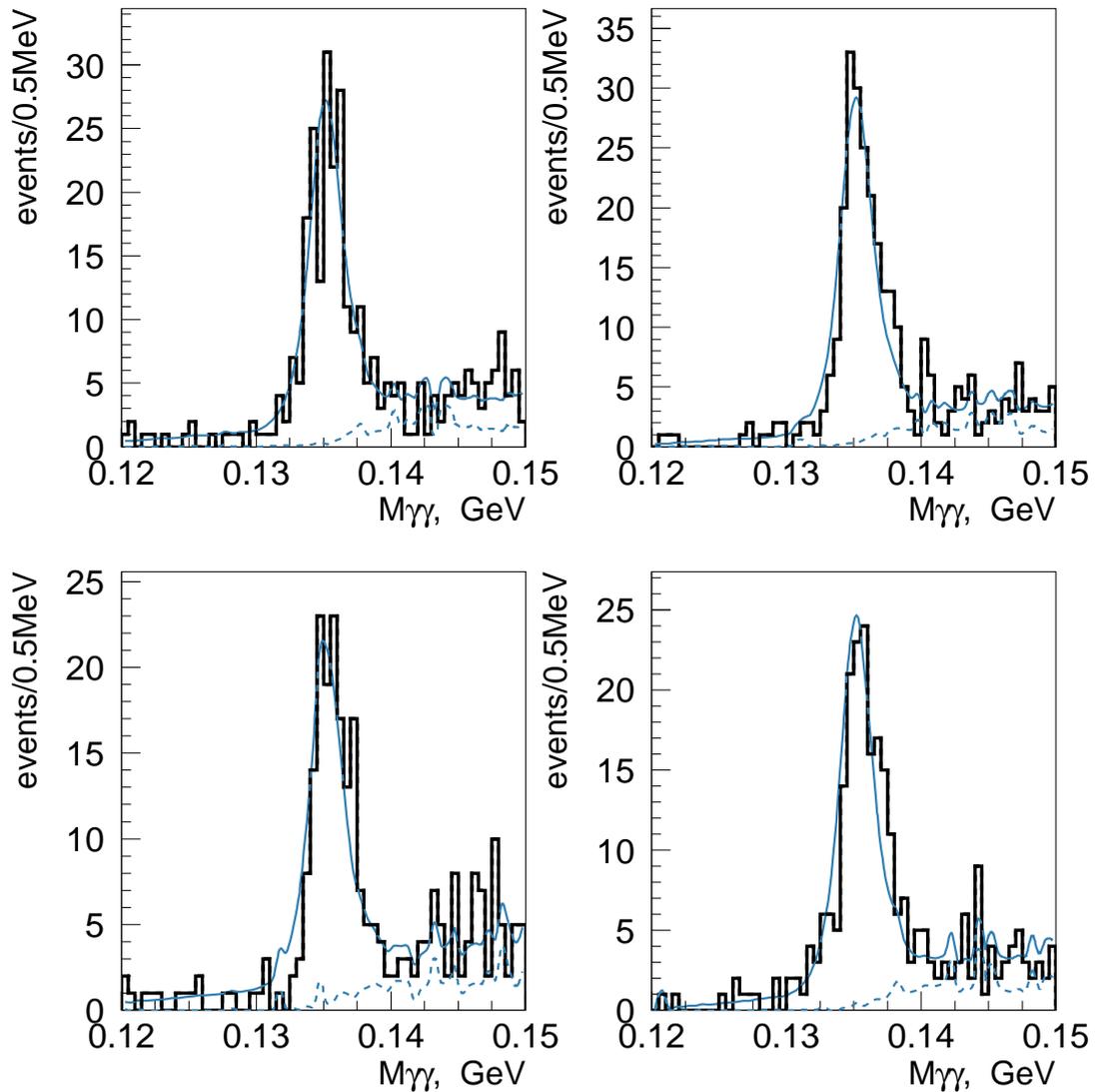


Рис. 4.4. Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $2.42 - 2.44^\circ$ (верх. лев.), $2.44 - 2.46^\circ$ (верх. прав.), $2.46 - 2.48^\circ$ (ниж. лев.), $2.48 - 2.50^\circ$ (ниж. прав.)

показывают эффект вычитания фона от ω - и ρ -мезонов. Отметим, что количество π^0 -мезонов в интервале $0 - 0.3^\circ$, содержащим основную часть примаковских событий, составило в отобранном образце около 3200 для углерода и 2600 для свинца. Полученные величины выходов с вычтенным фон от распадов векторных мезонов даны в таблицах А.1, А.2 (Приложение А).

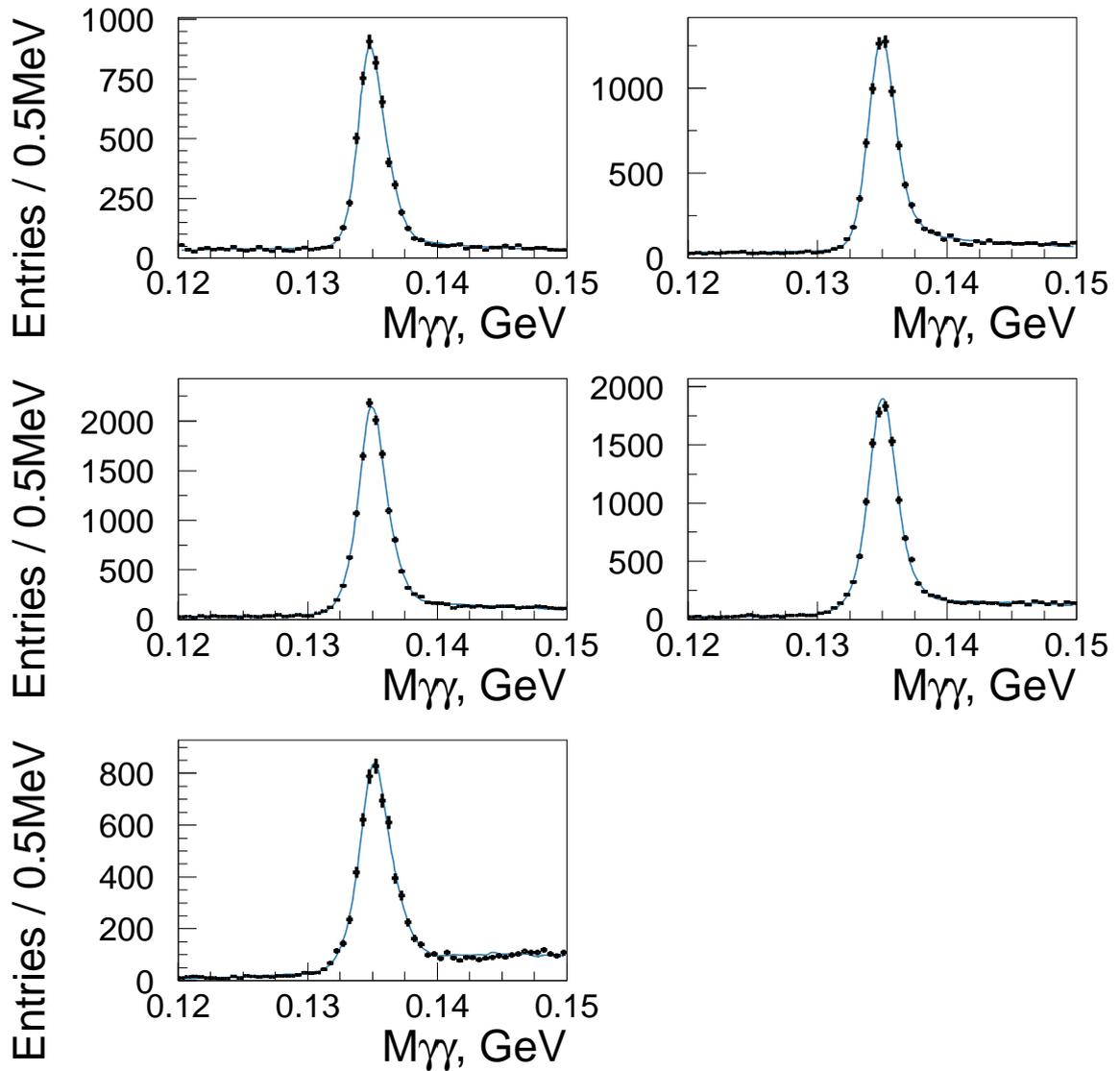


Рис. 4.5. Инвариантная масс двух γ -квантов для углов выхода $0 - 0.5^\circ$ (сверху слева), $0.5 - 1.0^\circ$ (сверху справа), $1.0 - 1.5^\circ$ (средний ряд слева), $1.5 - 2.0^\circ$ (средний ряд справа), $2.0 - 2.5^\circ$ (снизу слева). Углеродная мишень

Таблица 4.1. Параметры фитирования двумя гауссианами и фоном спектра инвариантных масс с поправкой на упругость

интервал углов	центр 1й гаусс.	σ 1й гаусс.	вклад 2й гаусс.	центр 2й гаусс.	σ 2й гаусс.
[°]	МэВ		отн. ед.	МэВ	
0.0 – 2.5	134.92±0.02	0.85±0.01	0.562±0.009	135.16±0.02	1.52±0.02
0.0 – 0.5	134.6±0.05	0.66±0.04	0.770±0.023	135.1±0.03	1.20±0.03
0.5 – 1.0	134.9±0.04	0.93±0.02	0.318±0.026	135.3±0.1	1.45±0.08
1.0 – 1.5	134.9±0.04	0.68±0.03	0.769±0.015	135.0±0.02	1.33±0.02
1.5 – 2.0	135.0±0.03	0.89±0.02	0.501±0.016	135.1±0.05	1.63±0.03
2.0 – 2.5	135.0±0.07	0.76±0.05	0.770±0.021	135.3±0.04	1.53±0.03

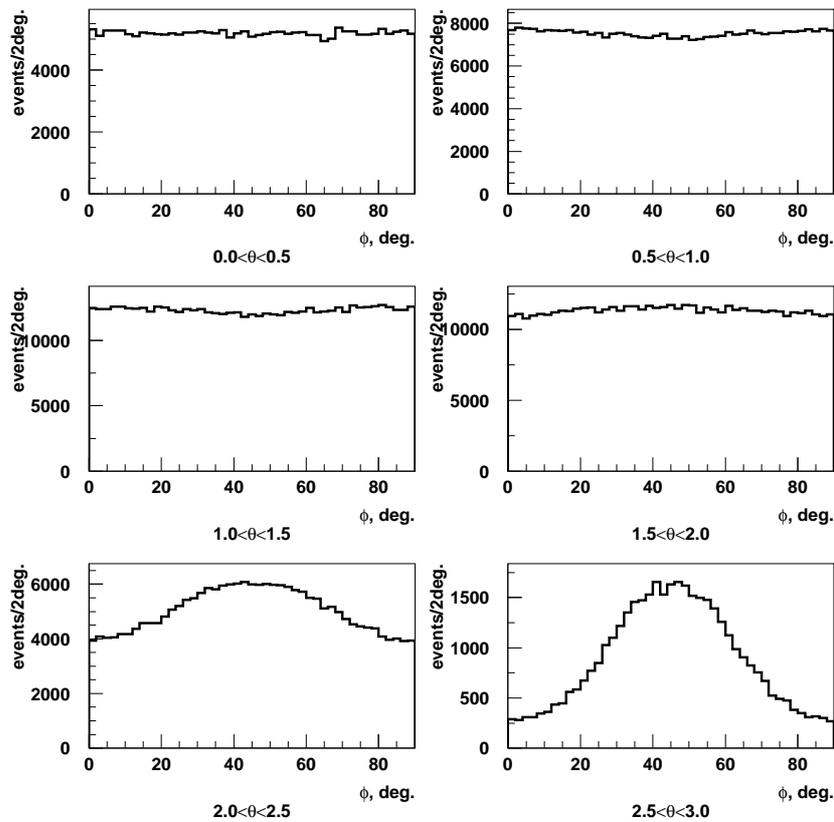


Рис. 4.6. Распределение по азимутальному углу вылета π^0 -мезона – ϕ , наблюдаемое в центральной части калориметра (кристаллы)

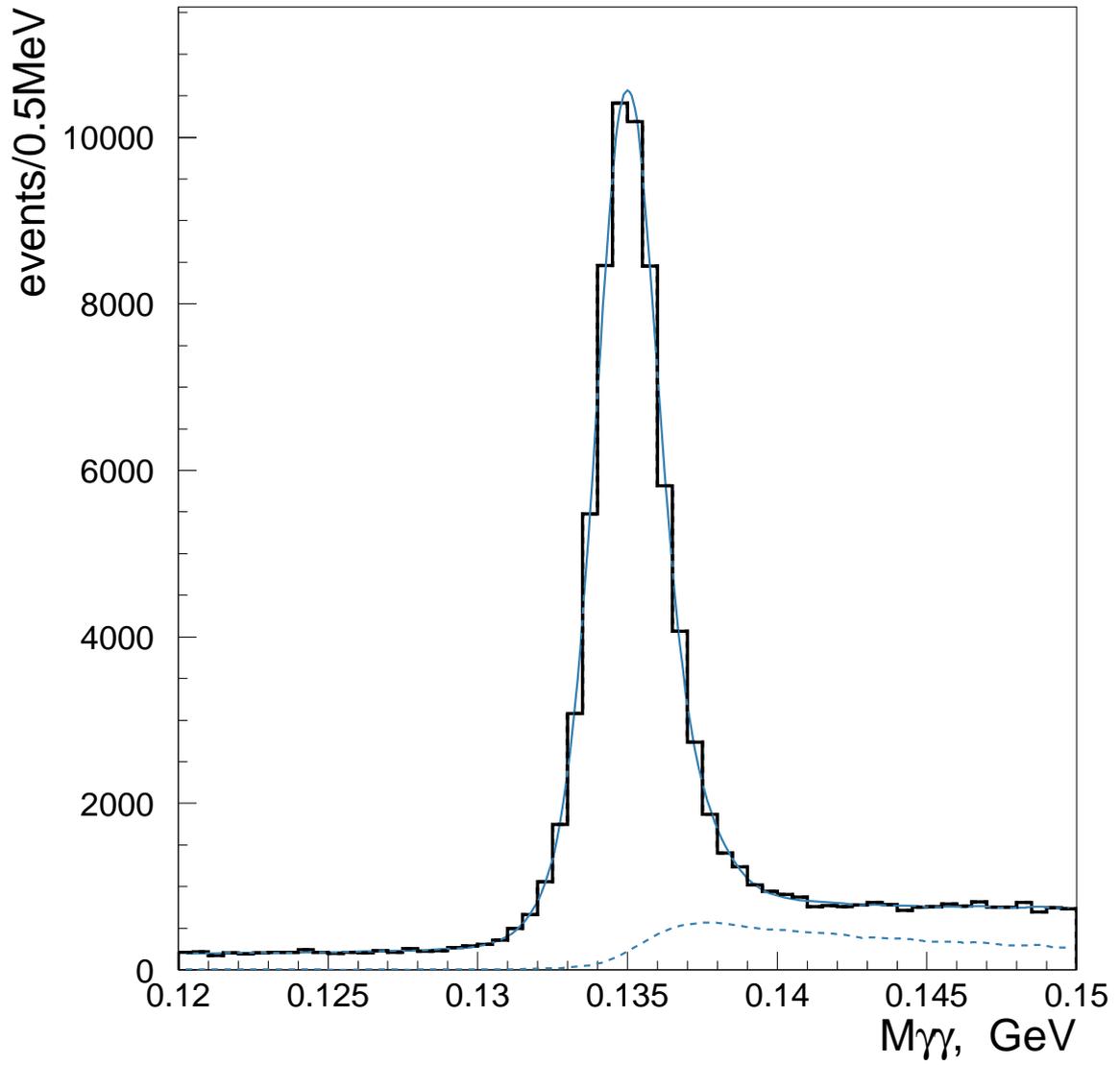


Рис. 4.7. Распределение по инвариантной массе π^0 -мезонов для углеродной мишени и углов выхода $0 - 2.5^\circ$. Штриховой линией показан смоделированный вклад от распадов ω - и ρ -мезонов

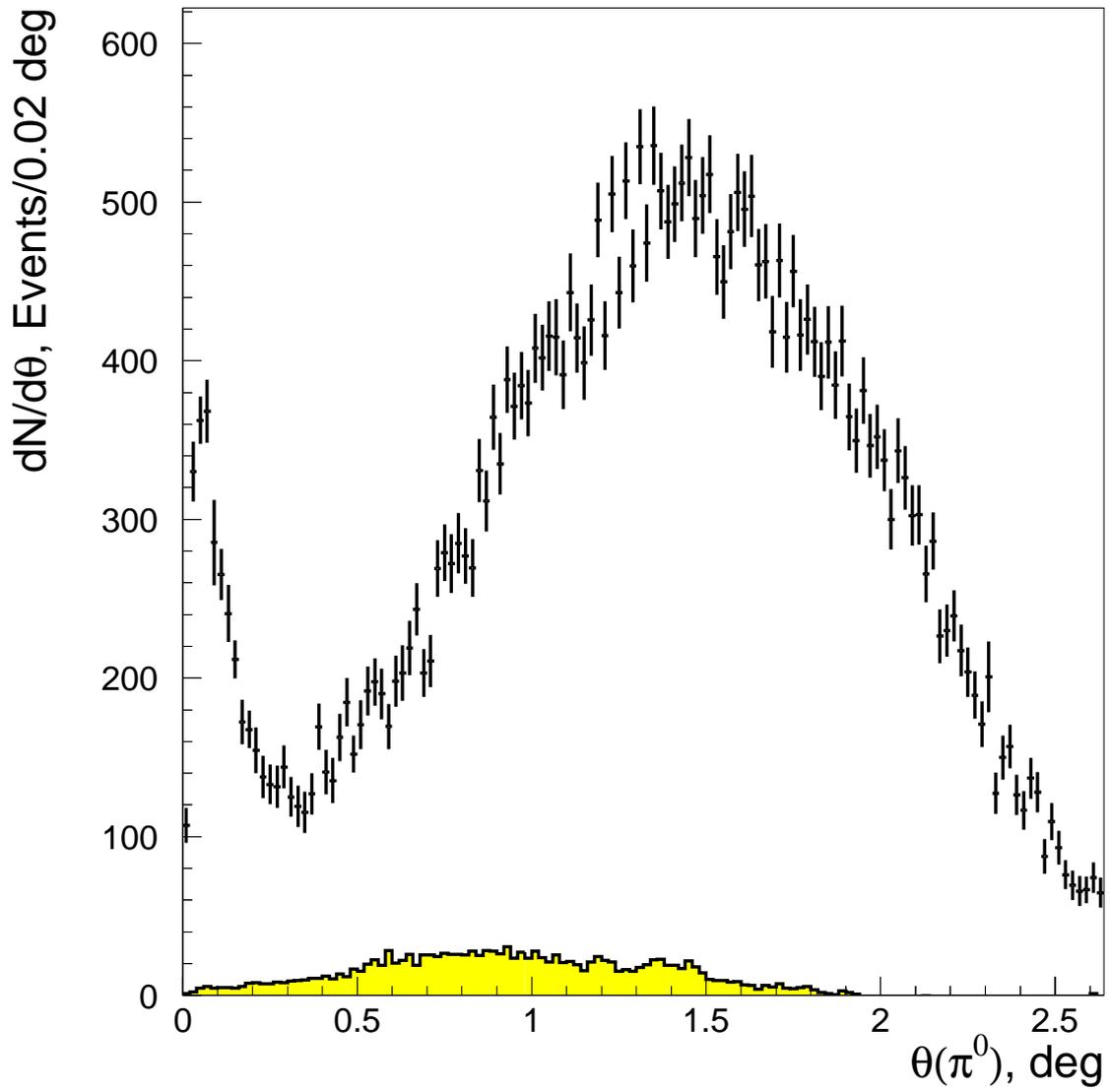


Рис. 4.8. Угловой выход π^0 -мезонов для углеродной мишени $\frac{dN}{d\theta}|_C$. Сплошная гистограмма снизу – вычтенный вклад фона от распадов ω - и ρ -мезонов

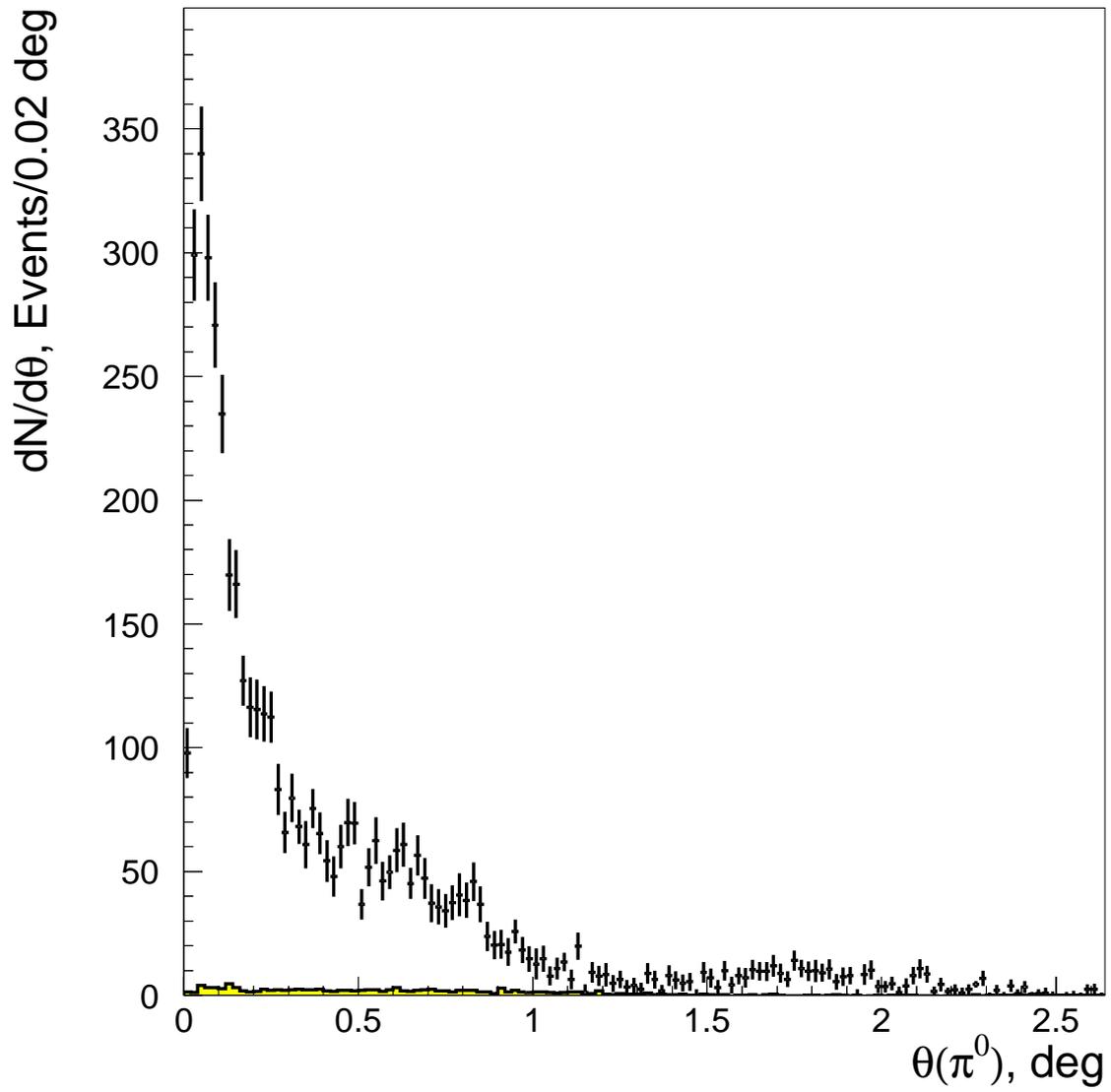


Рис. 4.9. Угловой выход π^0 -мезонов для свинцовой мишени $\frac{dN}{d\theta}|_{Pb}$. Сплошная гистограмма снизу – вычтенный вклад фона от распадов ω - и ρ -мезонов

4.2. Эффективность регистрации π^0 -мезонов

Полная эффективность регистрации π^0 -мезонов может быть записана как произведение следующих независимых множителей:

$$eff(total) = eff(setup) \times eff(recon.) \times eff(trigger) \times Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \quad (4.1)$$

где:

$eff(setup)$ – эффективность, определяемая свойствами экспериментальной установки такими как, геометрический аксептанс, поглощение (обусловленное в основном электромагнитными процессами в мишени) и т.п.;

$eff(recon.)$ – эффективность, связанная с реконструкцией и отбором событий, включающая эффективность, применяемых условий отбора, способность разделения перекрывающихся кластеров в калориметре и т.д.;

$eff(trigger)$ – эффективность применённого в эксперименте триггера;

$Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ – вероятность для π^0 -мезона распасться по каналу $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Для удобства детального рассмотрения составляющая $eff(recon.)$ может быть в свою очередь расписана как произведение следующих компонент:

$$eff(recon.) = eff(alg.) \times eff(cluster) \times eff(beam) \times eff(other) \quad (4.2)$$

где:

$eff(alg.)$ – эффективность применённого алгоритма реконструкции событий;

$eff(cluster)$ – эффективность отбора кластеров в калориметре;

$eff(beam)$ – эффективность отбора пучковых частиц в системе мечения;

$eff(other)$ – эффективность отбора событий, не связанная с выбором кластеров и пучковых частиц, сюда же включены поправки, связанные с особенностями анализа.

Основная часть представленных компонент эффективности была получена методом Монте-Карло. Для этого мы использовали пакет программ GEANT 3.21 [58] со включенными туда свойствами экспериментальной установки и фотонного пучка. Это позволило определить эффективность экспериментальной

установки ($eff(setup)$). Применяя к результатам моделирования тот же алгоритм реконструкции и условия отбора, что и для экспериментальных событий, мы получили значения эффективности алгоритма реконструкции ($eff(alg.)$) и эффективности отбора кластеров ($eff(cluster)$). Система мечения, пучок и триггер не моделировались и соотв. компоненты не были получены методом Монте-Карло: они извлечены из данных. Отметим, что мы не использовали условия отбора кластеров, которые могут неточно воспроизводиться при моделировании, такие как ограничение на χ^2 , минимальное количество элементов в кластере, максимальное число кластеров в событии и т.д. Как показано в главе 3, разрешения по кинематическим переменным, полученные при моделировании, хорошо согласуются с наблюдаемыми в эксперименте. Суммируя вышесказанное, можно ввести понятие эффективности, воспроизводимой Монте-Карло, и записать для нее:

$$eff(MC) = eff(setup) \times eff(alg.) \times eff(cluster) \quad (4.3)$$

С учётом этого, основную формулу 4.1 можно переписать в следующем виде:

$$eff(total) = eff(MC) \times eff(correction) \quad (4.4)$$

где:

$$eff(correction) = eff(beam.) \times eff(trigger) \times Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \times eff(other) \quad (4.5)$$

практически не зависит от энергии и угла вылета π^0 -мезонов.

Рассмотрим детально составляющие эффективности регистрации.

4.2.1. Эффективность, получаемая при моделировании событий

Значения эффективности $eff(MC)$ (формула 4.3) были получены методом Монте-Карло для каждого из 114-ти значений энергии, соответствующих энергиям используемых Е-счётчиков (см. таблицу 2.1, стр. 43) и для каждого из интервалов углов вылета π^0 -мезонов шириной 0.005° в диапазоне от 0

до 2.7° (всего 540 узких угловых интервалов). Значения энергии и угла вылета π^0 -мезонов были разыграны равномерно внутри каждого такого интервала. Всего было смоделировано более 400 миллионов событий рождения π^0 -мезонов и их распада на два γ -кванта, что заняло около 10 лет процессорного времени на компьютерной ферме лаборатории им. Т. Джефферсона.

Как уже указывалось в разделе 3.13 (Таблицы 3.6, стр. 122 и 3.7, стр. 123), параметры моделируемого сигнала π^0 -мезонов хорошо совпадают с экспериментальными. Величина $eff(MC)$ определялась, как отношение реконструированных таким же образом, как в данных, смоделированных методом Монте-Карло π^0 -мезонов к изначально сгенерированному. В модельные события было добавлено (см. раздел 3.14) случайное срабатывание модулей калориметра (электронный шум или совпавшие по времени попадания частиц в калориметр) наблюдаемое в событиях. При получении количества реконструированных π^0 -мезонов применялась такая же как в данных процедура фитирования с добавлением параметризованного фона, с формой и амплитудой наблюдаемыми для каждого интервала энергий и углов (см. раздел 3.14). Смоделированная статистика была разбита на набор подвыборок (около сотни), каждая из которых была равно экспериментально наблюдаемой по числу событий в ней. В качестве результата брался усреднённый по всем подвыборкам, чтобы исключить статистические флуктуации. В то же время, такой подход позволял учесть возможную систематику, если она присутствовала в мат. аппарате самой процедуры фитирования.

Кроме самой величины $eff(MC)$, для каждого узкого углового интервала, определялось распределение успешно реконструированных π^0 -мезонов по измеренному углу вылета (последний был разбит, как в данных, на интервалы шириной 0.02°). Рис 3.37 (стр. 125) показывает такие распределения для двух величин разыгранного методом Монте-Карло значения угла. Таким образом, вместе с эффективностью получена матрица перехода от истинного значения угла вылета π^0 -мезонов к измеренному, которая использовалась в анализе.

Эффекты поглощения частиц на пути до калориметра включены в Монте-

Карло. Чтобы смоделировать поглощение пучка в мишени, мы поступили следующим образом. Сначала разыгрывалась точка рождения π^0 -мезона равномерно на пересечении траектории пучковой частицы с мишенью. Далее программа симуляции должна была провести пучковую частицу от передней поверхности мишени до точки рождения. В случае если происходило поглощение пучковой частицы на этом отрезке пути, событие считалось потерянным для реконструкции, но включалось в общее количество модельных событий. Для углеродной мишени поглощение пучка составило $1.85\% \pm 0.01\%$ (стат.). Распределение точек поглощения пучка и γ -квантов от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ для углеродной мишени показано на рис. 4.10. В то время как точки всех поглощений пучка в мишени распределены почти равномерно, распределение для поглощения пучка с "запланированными" событиями представляет собой линейную функцию, заканчивающуюся в нуле на задней поверхности мишени. Это легко понять, если учесть, что для того, чтобы поглощение пучка могло произойти у задней поверхности для "запланированных" событий, необходимо, чтобы событие было "запланировано" у этой поверхности (и рождение π^0 -мезонов и поглощение пучка распределены примерно равномерно).

Полное поглощение всех γ -квантов в мишени составляет 5.3% для углеродной и 5.9% для свинцовой мишени. Т.к. для вычисления вероятности поглощения в мишени использовалась программа GEANT3, мы предполагаем точность определения сечений поглощения около 2% (для самой вероятности поглощения это дает величину систематической погрешности $2\% \cdot 5.3\% \approx 0.1\%$).

Вид кривых эффективности $eff(MC)$ для разных энергий показан на рис. 4.11. Для когерентного рождения π^0 -мезонов их энергия будет мало отличаться от энергии пучка (1 – 2 МэВ и меньше). В случае некогерентного рождения при взаимодействии с индивидуальными нуклонами энергия π^0 -мезона будет слегка ниже энергии пучка за счёт частичной передачи нуклону отдачи (рис. 4.12), также эта энергия будет размыта ферми движением нуклонов в ядре. Эти факторы будут незначительно снижать эффективность регистрации,

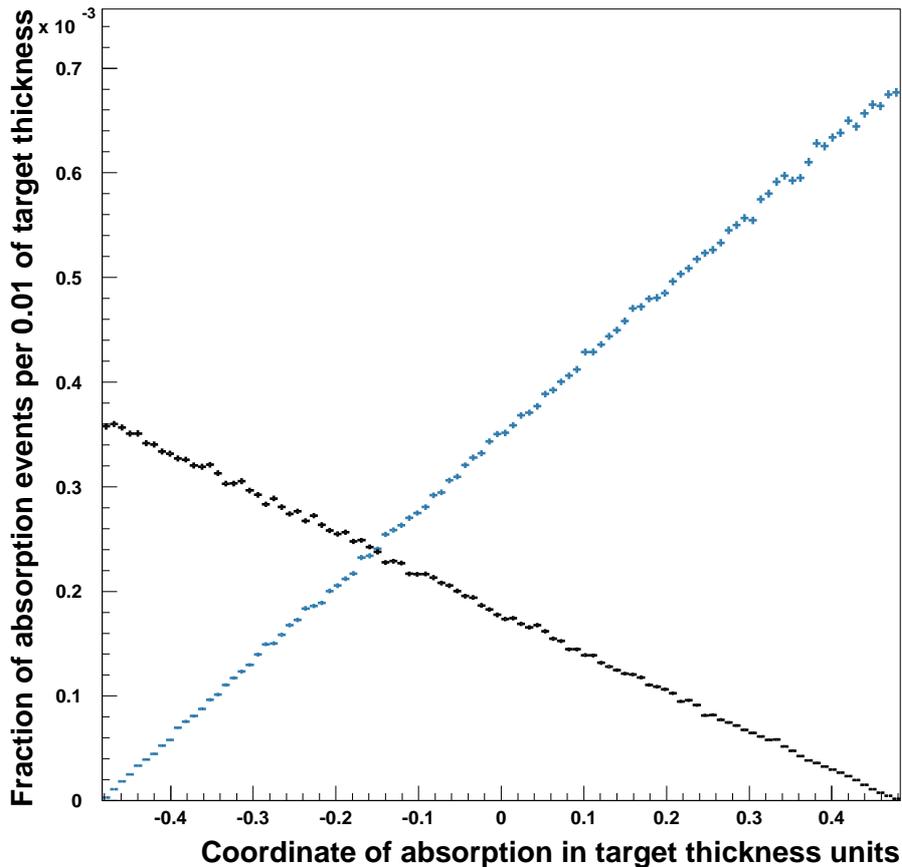


Рис. 4.10. Точки поглощения пучка в углеродной мишени (черная гистограмма) и поглощения γ -квантов распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (синяя гистограмма). Координаты в единицах толщины мишени (центр мишени в нуле, полная толщина мишени принята равной 1)

что учтено для некогерентного рождения (хотя величина поправки составила всего около десятой процента).

Еще одна составляющая, которую необходимо учесть как поправку к эффективности $eff(MC)$, – эффективность отбора кластеров, не помеченных системой вето как заряженных. Она моделировалась отдельно. Отличие от 100% будет обусловлено ложными срабатываниями, возможными по трём причинам:

- 1) γ -квант, проходящий через вето может конвертировать в e^+e^- пару в пластине счётчика или до неё;
- 2) частицы электромагнитного ливня в калориметре могут выходить назад (аль-

бедо) и вызвать срабатывание счётчиков вето, в том числе лежащих на пути γ -квантов от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$;

3) присутствие событий, случайно совпавших по времени, может также вызывать срабатывания вето (этот эффект более выражен вблизи центра калориметра, где его загрузка наиболее высока).

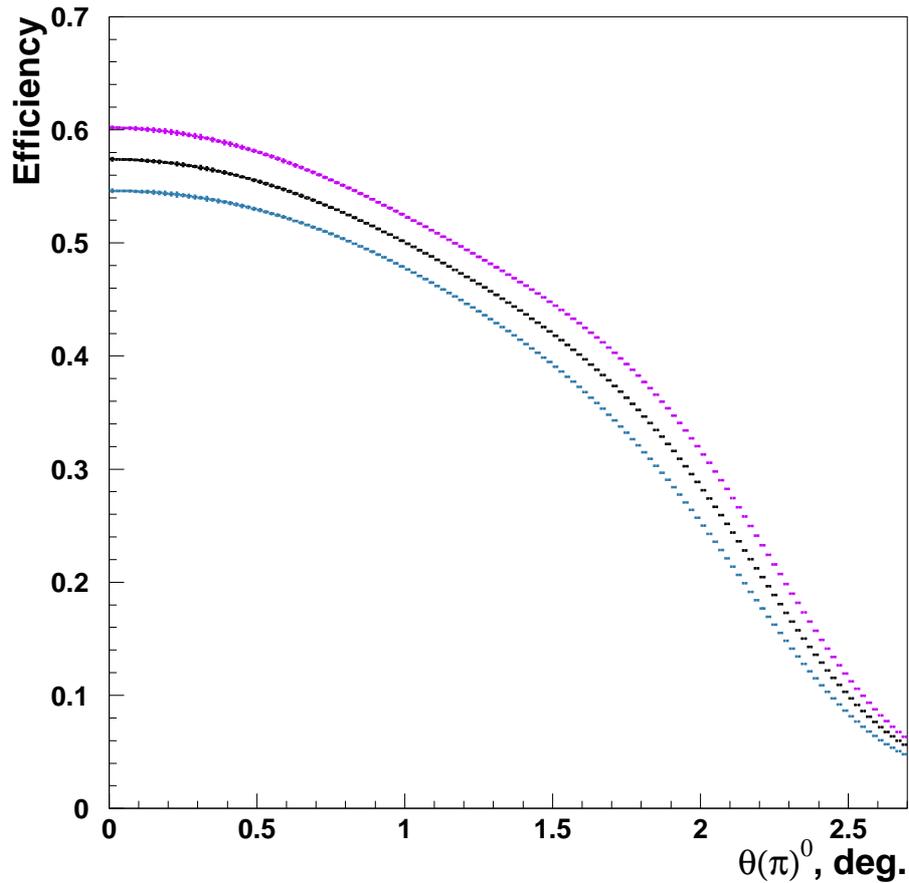


Рис. 4.11. Величина $eff(MC)$, как функция угла вылета π^0 -мезона. Пурпурная кривая для энергии 5.5 ГэВ, синяя – для 4.9 ГэВ, черная – для 5.1 ГэВ

Вероятности первых двух процессов подробно изучены в [59]. При анализе смоделированных событий, дополнительно разыгрывалось ложное срабатывание вето-системы из-за случайных совпадений, в соответствии с данными [59]. Случайно совпавшие по времени события автоматически учитывались путём смешивания с событиями, записанными по сигналу таймера ("Clock" триггер). Вклад последних оценивался отдельно для экспозиций с разными мишенями и током пучка и совокупной выборки данных в целом. Вклад в $eff(MC)$ от ис-

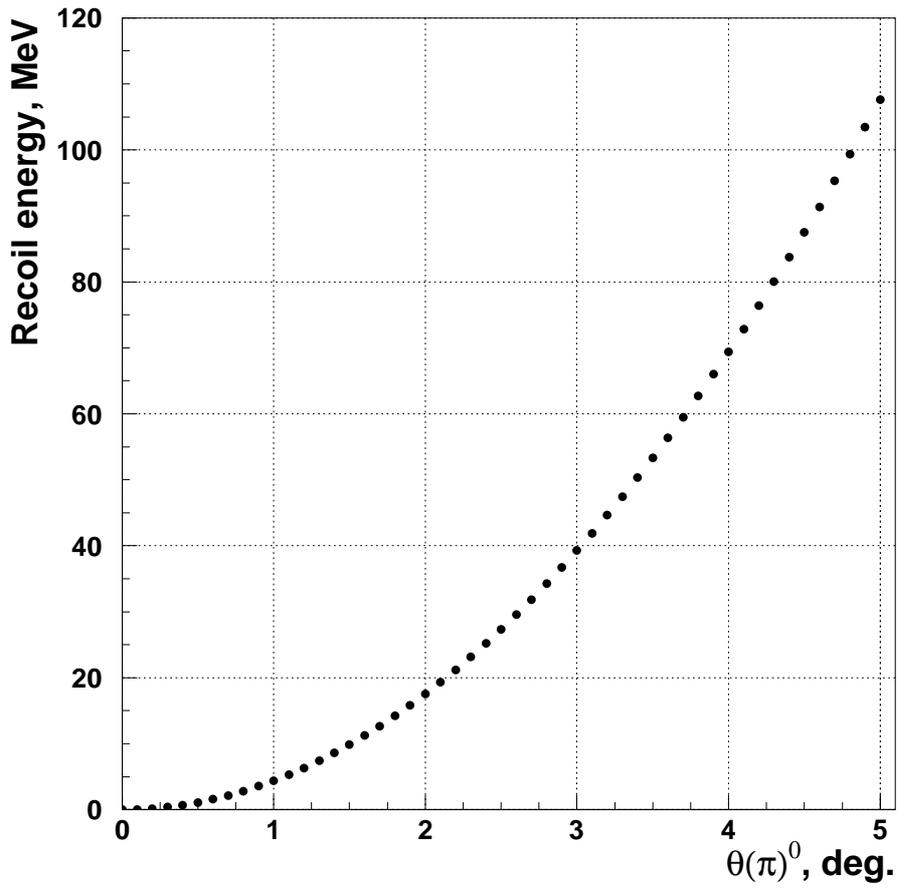


Рис. 4.12. Энергия, теряемая на отдачу нуклона, при некогерентном рождении π^0 -мезона пользования вето (доля выбывших из анализа событий) в зависимости от угла вылета показан на рис. 4.13 чёрными точками. Приведены вклады отдельных перечисленных компонент: синим показаны срабатывания, когда γ -квант от распада π^0 -мезона сам производит сигнал в вето; тёмно-зелёным – случаи, когда γ -квант от распада π^0 -мезона производит сигнал в вето на удалении от точки попадания в калориметр (за счёт альбедо), такой, что второй γ -квант от распада помечается как заряженная частица; красным – срабатывания вето от случайных частиц (оранжевые прямые показывают зависимость этого вклада для разных токов пучка, красная прямая – среднее для экспозиции). Суммарная доля выбывших событий может быть описана линейной функцией угла вылета

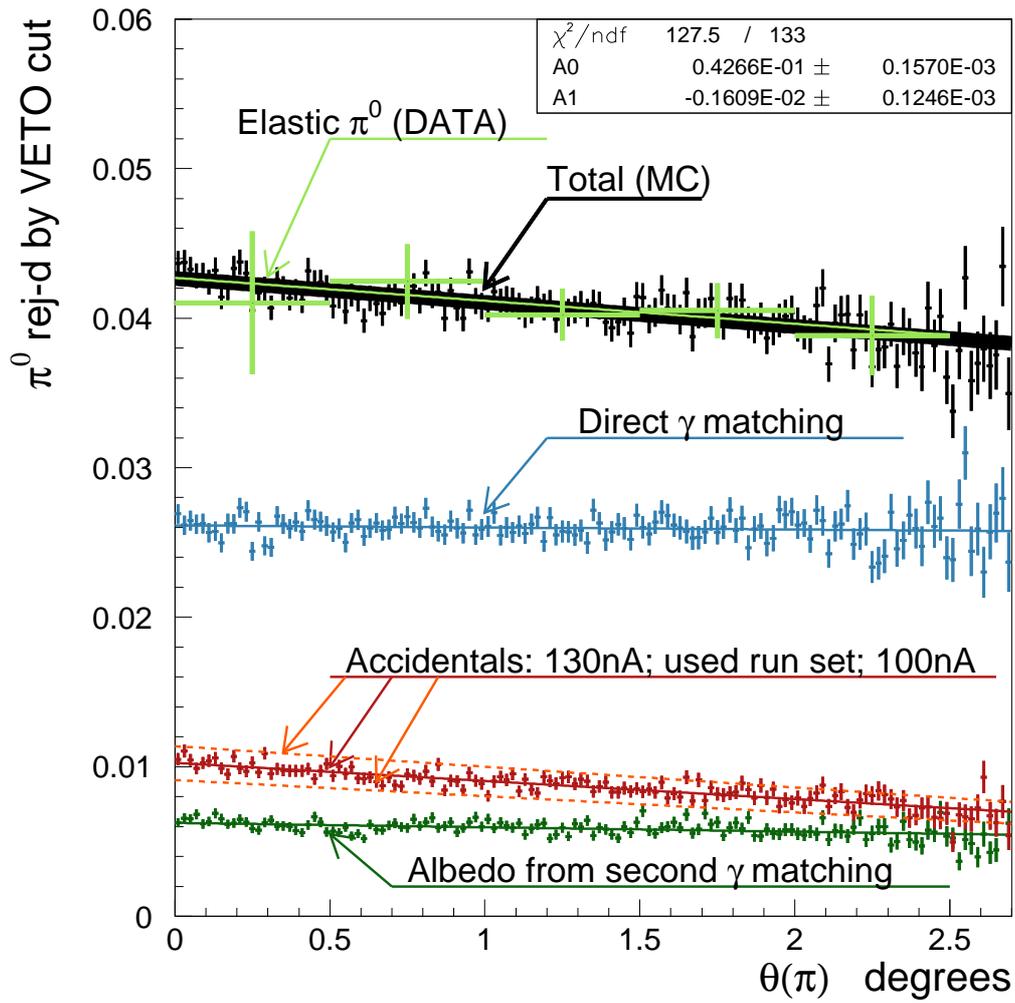


Рис. 4.13. Доля исключённых π^0 -мезонов, помеченных системой вето как заряженные, в зависимости от угла вылета π^0 -мезонов (см. текст)

π^0 -мезонов (на рисунке показана прямой) в интервале до 2.7° как

$$p = 1 - \left(0.0427 \pm 0.0016 \text{ (стат.)} - (0.0016 \pm 0.0013 \text{ (стат.)}) \cdot \theta(\pi) \right), \quad (4.6)$$

где $\theta(\pi)$ - угол вылета π^0 -мезона в градусах.

Для сравнения, доля исключённых из анализа отбором по вето π^0 -мезонов вычислена напрямую построением сигнала для отброшенных событий (приведена на рисунке светло-зелеными точками с большими ошибками). Ввиду большой статистической ошибки, угловые интервалы для неё взяты широкими: 0.5° . Фит прямой линией для непосредственно (без Монте-Карло) вычисленной доли от-

брошенных событий даёт:

$$p = 1 - \left(0.0431 \pm 0.0034 \text{ (стат.)} - (0.0008 \pm 0.0009 \text{ (стат.)}) \cdot \theta(\pi) \right), \quad (4.7)$$

Полученные в результате моделирования значения хорошо согласуются с экспериментальными данными в пределах стат. погрешности ($\approx 0.4\%$ для данных).

4.2.2. Эффективность выбора кандидата для пучковой частицы

Отличие эффективности выбора кандидата для пучковой частицы ($eff(\text{beam})$) от 100% может быть вызвано двумя причинами:

- 1) Ограничение на максимально допустимую величину интервала времени между сигналами от пучковой частицы в системе мечения и продуктов распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в калориметре: $|tdif| < 4.5$ нсек. Некоторое незначительное количество пучковых частиц может быть отброшено данным требованием;
- 2) Выбор только одной пучковой частицы, наиболее близкой по времени к сигналу от калориметра. Возможно присутствие случайных пучковых частиц, которые могут иметь более близкое время к сигналу от калориметра. Отметим, что такие случайные пучковые частицы находятся в узком временном окне 9 нсек, не могут принадлежать к тому же Т-счётчику, что и истинная частица, вызвавшая рождение π^0 -мезона, т.к. разрешение ВЦП для разделения двух сигналов больше 20 нсек. Это создаёт незначительную структуру в распределении по упругости для случайных совпадений.

Для подсчёта количества упругих π^0 -мезонов за пределами окна времени совпадения $|tdif| < 4.5$ нсек, было построено их распределение как функция $tdif$ (см. рис. 3.14, стр. 86). После проведения выравнивания по времени счётчиков системы мечения (пик для упругих событий был смещён в 0) уже за пределами окна $|tdif| < 4.0$ нсек упругих π^0 -мезонов зарегистрировано не было (с точностью до десятой процента). Поэтому, влиянием первого условия отбора пучковой частицы на эффективность мы пренебрегли.

Чтобы оценить долю событий, исключённых из анализа выбором только

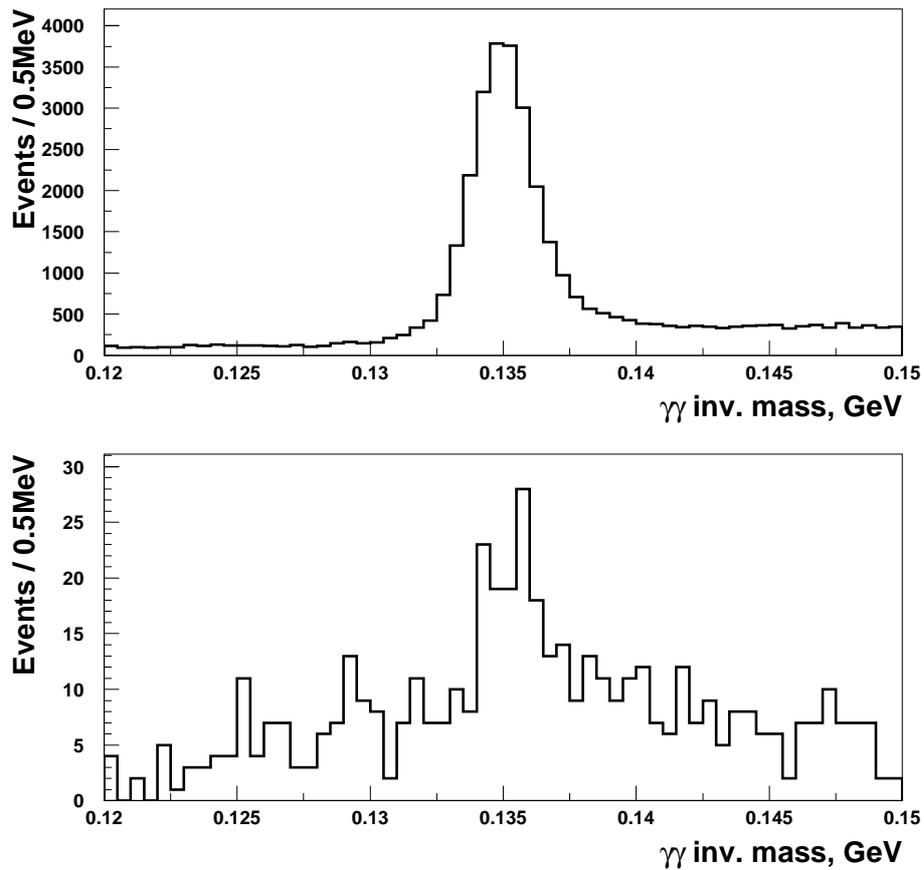


Рис. 4.14. Инвариантная масса двух γ -квантов с поправкой на упругость. Сверху выбрана "наилучшая" по времени пучковая частица, снизу – все, кроме "наилучшей" частицы.

одной пучковой частицы с наилучшим временем, мы построили распределение по инвариантной массе двух γ -квантов с поправкой на упругость (а также с применением отбора $|tdif| < 4.5$ нсек). Рис. 4.14 показывает это распределение для выбранных для анализа событий и для событий, отброшенных данным требованием. Отношение событий в упругих пиках двух распределений позволяет оценить долю отброшенных событий. Статистическая точность данной оценки будет ограничением на систематическую погрешность этого условия отбора. Так как количество ложных пучковых кандидатов зависит от их частоты, то эффективность данного условия отбора будет различаться для экспозиций с разным током пучка. Измеренные эффективности для разных экспозиций и

для их совокупности, используемой в анализе представлены в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Эффективность отбора пучковой частицы $eff(beam)$ для различных экспозиций

Экспозиция (указаны тип мишени и ток пучка)					
углеродная мишень					свинцовая мишень
				100 нА +	90 нА +
100 нА	130 нА	110 нА	130 нА +	130 нА +	115 нА +
			110 нА	110 нА	110 нА
0.993	0.990	0.990	0.990	0.9916 ± 0.0015	0.9948 ± 0.0013

4.2.3. Эффективность триггера и прочие составляющие

Эффективность триггера "HyCal TotalSum" оценивалась в процессе сканирования калориметра пучком γ -квантов низкой интенсивности. В зависимости от энерговыделения в калориметре оценивалась доля событий, когда происходило срабатывание триггера "HyCal TotalSum". Полученное значение при энерговыделении в калориметре свыше 3.5 ГэВ было 100%-ым с точностью не хуже 0.1%. Подробно полученные результаты обсуждаются в разделе 5.4.2 (стр. 194). В данном анализе было принято $eff(trigger) = 1$.

Вероятность распада π^0 -мезона по каналу $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (брэнчинг) хорошо известна [16] и равна $Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 0.98823 \pm 0.00034$. Погрешностью этой величины в данном анализе можно пренебречь.

Среди прочих составляющих эффективности можно отметить присутствие в данных событий с различными кодами ошибок электроники. Данные события не подлежат реконструкции и составляют около 0.45% всех записанных событий. В окончательном варианте анализа, интервалы, содержащие события с ошибками, были исключены из анализа и из подсчета полного потока пучковых частиц. Поэтому соотв. поправка не применялась.

К поправкам к полученным выходам нужно также отнести поправку на примесь случайных совпадений, описанную в разделе 3.14 и поправку на возможный вклад других хим. элементов в мишени (описана далее в разделе 5.1.2).

Наконец, все полученные значения эффективностей были умножены на фактор 0.9955 из-за возможного несоответствия энергетической функции отклика калориметра в Монте-Карло и данных (см. раздел 3.8) и было добавлено слагаемое 0.45% в общую систематическую погрешность, обусловленное этой неопределённостью.

Для удобства все использованные в анализе поправки к эффективности, полученной при моделировании событий, (т.е. сомножители величины $eff(correction)$ в формуле 4.4, кроме $eff(trigger)$, принятой за единицу), сведены в одну Таблицу 4.3. Там же указаны ссылки на разделы, в которых эти поправки рассматриваются детально.

Таблица 4.3. Список использованных поправок к эффективности, полученной при моделировании событий

Поправка	значение для С мишени	значение для Рь мишени	ссылка или раздел
$Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	0.98798 \pm 0.0032		[16]
$eff(beam)$	0.9916 \pm 0.0020	0.9948 \pm 0.0013	раздел 4.2.2, Табл. 4.2
$eff(other)$ (сомножитель: энерг. отклик калориметра)	0.9955 \pm 0.0045		раздел 3.8
$eff(other)$ (сомножитель: хим. чистота мишени)	1.0007 \pm 0.0004	1 \pm 0.001	раздел 5.1.2
$eff(other)$ (сомножитель: случайные совпадения)	1.006 \pm 0.0015	1.003 \pm 0.001	раздел 3.14

4.3. Дифференциальное сечение фоторождения π^0 -мезона

Дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов вычислялось по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{1}{\mathcal{F} \cdot \mathcal{L} \cdot \text{eff}(total)} \times \frac{dN}{d\theta}$$

где:

$\frac{dN}{d\theta}$ – количество π^0 -мезонов, наблюдаемых под углом θ . На практике – выход π^0 -мезонов в угловом интервале $\Delta\theta$, приводимый в разделе 4.1, поделённый на величину углового интервала $\Delta\theta$ в радианах;

$\text{eff}(total)$ – полная эффективность регистрации π^0 -мезонов для угла θ (формула 4.1, стр. 167);

\mathcal{L} – количество атомов мишени на единицу площади, поперечную пучку, задаваемое формулой $\frac{\rho \cdot L \cdot N_A}{\mu}$, где ρ , L , μ – плотность, толщина и атомный вес мишени, N_A – число Авогадро. Значения \mathcal{L} для использованных мишеней приведены в таблице 2.2 (стр. 46);

\mathcal{F} – поток пучковых фотонов. В таблице 3.1 (стр. 68) приведены значения потока пучковых частиц для выборки данных, использованной в анализе, и величины произведений $\mathcal{F} \cdot \mathcal{L}$.

Для получения дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{d\theta}$ с приемлемой статистической точностью мы объединили весь диапазон энергий пучка 4.9...5.5 ГэВ. Таким образом, приводимые данные являются усреднёнными по энергии в указанном окне. Результаты для дифференциального сечения упругого фоторождения π^0 -мезонов на ядрах углерода-12 и свинца-208 представлены на рис 4.15, 4.16 соотв. Численные значения даны в таблицах Б.1, Б.2 (Приложение Б). Приводимые значения погрешностей – только статистические, сист. погрешность рассмотрена в отдельной главе.

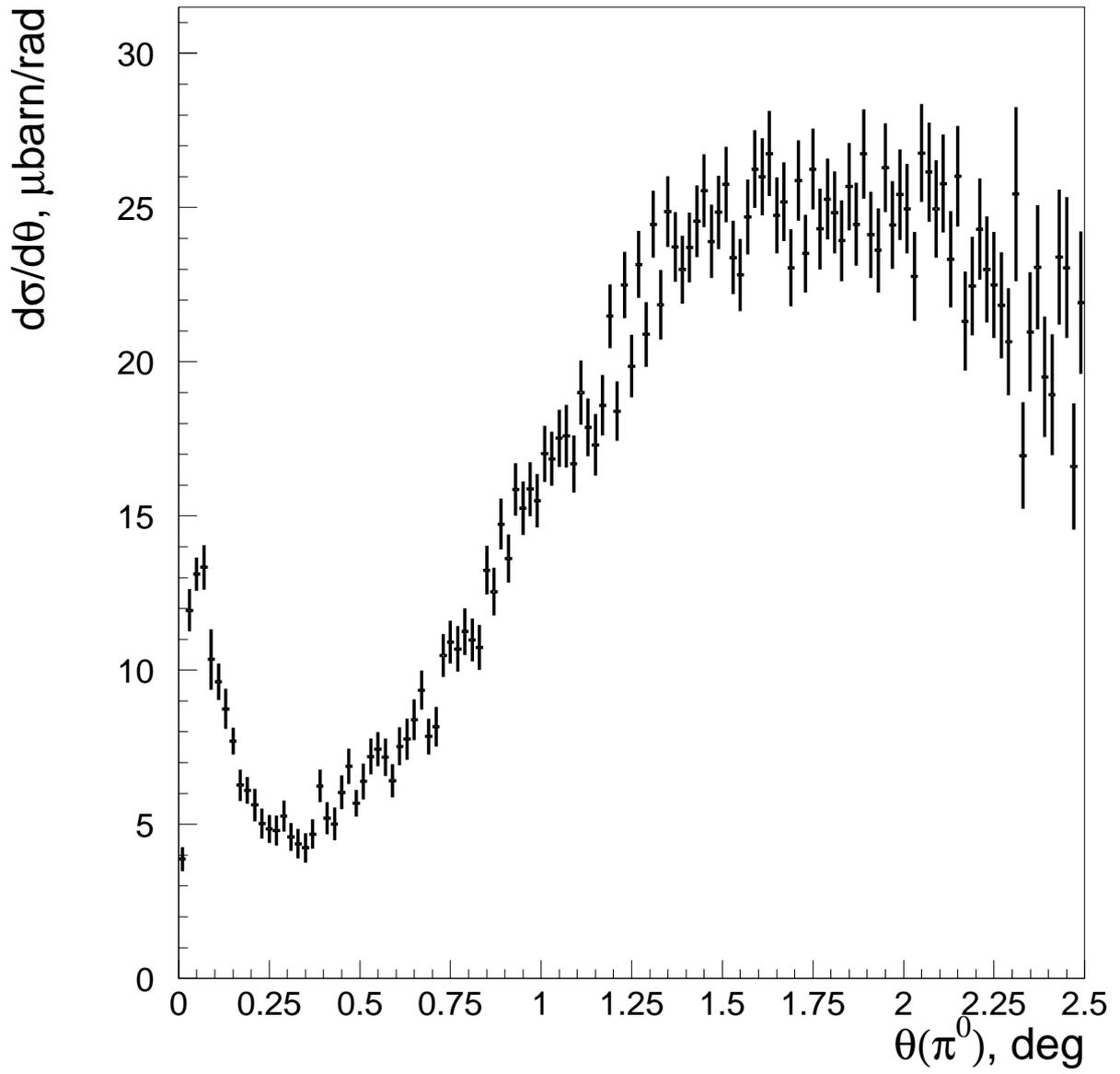


Рис. 4.15. Дифференциальное сечение фоторождения π^0 -мезонов на углероде $\frac{d\sigma}{d\theta}|_C$

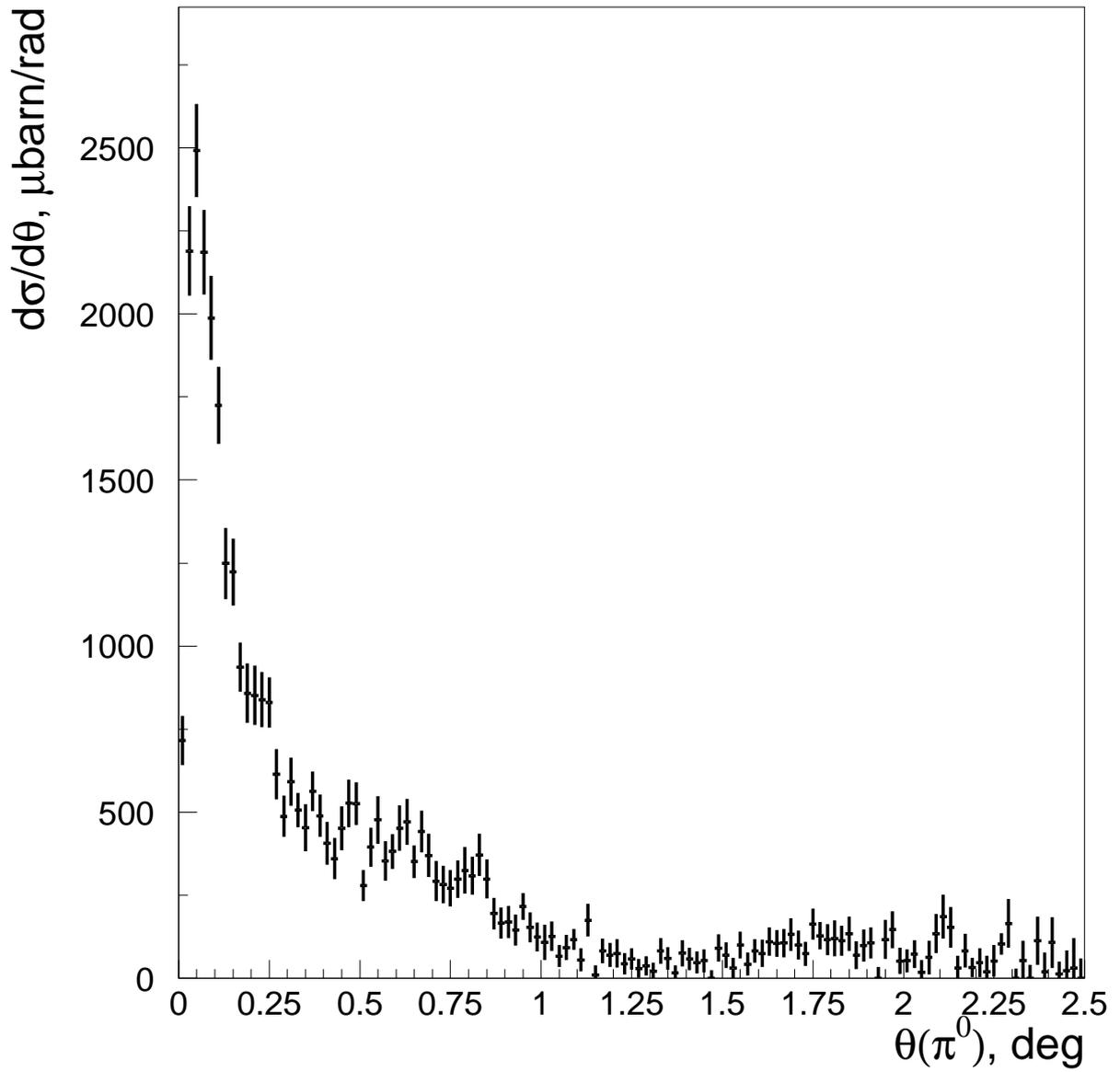


Рис. 4.16. Дифференциальное сечение фоторождения π^0 -мезонов на свинце $\left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{Pb}$

4.4. Фит выхода упругих π^0 -мезонов как функции угла вылета для извлечения распадной ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$

Для извлечения распадной ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, полученный экспериментальный выход π^0 -мезонов по углу вылета (раздел 4.1) был разбит на интервалы шириной 0.02° в диапазоне $0 - 2.5^\circ$ и офитирован суммой вкладов описываемых теорией процессов фоторождения, представленных в главе 1. Дифференциальные сечения вкладов описываемых теорией слагаемых были разбиты на угловые интервалы шириной 0.005° в диапазоне $0 - 2.7^\circ$. Значения сечений вычислялись в центрах угловых интервалов. Более мелкий шаг разбиения выбран для повышения точности вычисления. Для проверки достаточности такого разбиения проведено вычисление с еще более мелким (в 10 раз) шагом. Результат совпал с результатом для исходного разбиения, что подтверждает его достаточность. Диапазон углов для описываемых теорией слагаемых был выбран на 0.2° шире, чем для экспериментального выхода. Это сделано из-за того, что диапазон углов $2.5 - 2.7^\circ$ описываемый теорией, может дать вклад в экспериментально наблюдаемый выход для измеренных значений углов менее 2.5° . Действительно, теоретические формулы оперируют с истинными значениями углов вылета, тогда как экспериментальный выход измерен для наблюдаемых значений. Выбранный "запас" угла 0.2° более чем в 5 раз превышает разрешение по углу π^0 -мезона (см. раздел 3.13 и Таблицу 3.8, стр. 131) и является достаточным для точного анализа. Рисунок 4.17 иллюстрирует влияние углового разрешения на распределение по углу вылета. Сгенерировано равномерное распределение по плоским углам θ и ϕ , после чего проекции угла θ на оси OX и OY (θ_X и θ_Y) были "размыты" с экспериментальным разрешением и вычислено значение для наблюдаемого угла θ . Начальный угол θ сгенерирован в пределах $0^\circ - 2.7^\circ$, ϕ – от 0 до 2π . Видны искажения наблюдаемого угла на краях интервала. Справа стрелкой отмечен "запас угла", использованный в анализе. Слева хорошо видна миграция событий из области вблизи нуля в соседнюю.

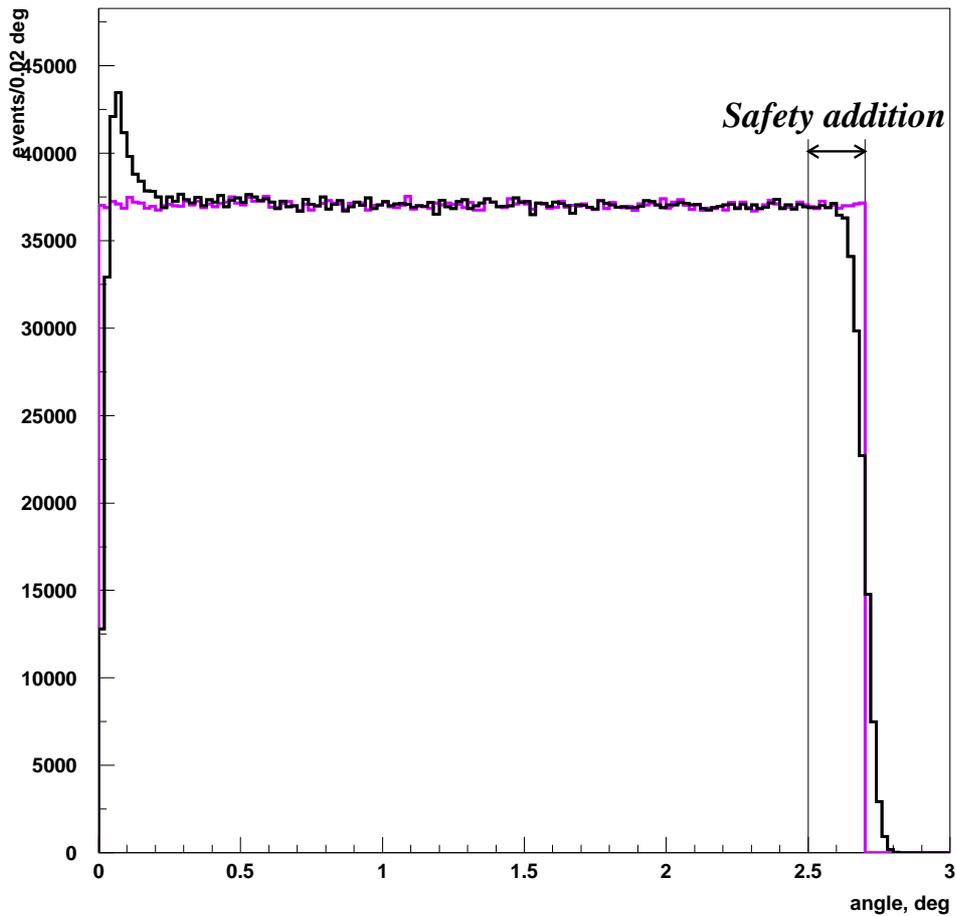


Рис. 4.17. Искажение равномерного распределения (пурпурная гистограмма) экспериментальным разрешением. Черная гистограмма – свёртка с экспериментальным разрешением. Стрелкой показан угловой "запас", использованный в анализе (см. текст)

В анализе для каждого углового интервала шириной 0.005° , для теоретических слагаемых представленных формулами 1.3 – 1.15 при единичных амплитудах процессов: $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 1 \text{ эВ}$, $C_{st} = 1$, $C_{inc} = 1$, $\cos \phi = 1$ или $\sin \phi = 1$ (рис. 1.5, 1.6), для значений энергии пучка, соответствующих каждому Е-счётчику (Таблица 2.1, стр. 43), вычислены ожидаемые выходы π^0 -мезонов в соответствии с выражением:

$$\Delta N_{\text{expected}}^{\text{partial}}(i, j_t) = \mathcal{F} \cdot w(i) \cdot \mathcal{L} \cdot \text{eff}_{\text{tot}}(i, j_t) \cdot \frac{d\sigma_{\text{partial}}}{d\Omega_{\pi}}(i, j_t) \cdot \Delta\Omega_{\pi}(j_t) \quad (4.8)$$

где:

i - номер Е-счётчика системы мечения, определяющий энергию пучка, принятой равной среднему для данного счётчика ($i = 1...114$);

j_t - номер углового интервала (плоского) угла вылета π^0 -мезона шириной 0.005° ($j_t = 1...540$), значение угла принято равным среднему для данного интервала;

\mathcal{F} - поток пучковых частиц для отобранной статистики для изучаемой мишени (таблица 3.1, стр. 68);

$w(i)$ - доля полного потока \mathcal{F} , приходящаяся на $i^{\text{ый}}$ Е-счётчик;

\mathcal{L} - количество атомов мишени на поперечную единицу площади (таблица 2.2, стр. 46);

$\text{eff}_{\text{tot}}(i, j_t)$ - полная эффективность регистрации π^0 -мезонов (см. формулу 4.1, стр. 167 и раздел 4.2) для энергии $i^{\text{го}}$ Е-счётчика для $j_t^{\text{го}}$ углового интервала;

$\frac{d\sigma_{\text{partial}}}{d\Omega_{\pi}}(i, j_t)$ - парциальное сечение конкретного механизма фоторождения (формулы 1.3 – 1.15) при единичной амплитуде для заданной энергии и углового интервала;

$\Delta\Omega_{\pi}(j_t)$ - величина телесного угла для $j_t^{\text{го}}$ углового интервала.

Заключительным этапом перехода от теоретически рассчитанного выхода 4.8 к наблюдаемому, пригодному для фитирования экспериментальных данных (раздел 4.1), является учёт разрешения по углу вылета π^0 -мезона. Для этого для каждого отрезка разбиения по истинному углу вылета j_t в выражении 4.8 (и для каждого значения энергии $i^{\text{го}}$ Е-счётчика) в результате моделирования, наряду с эффективностью регистрации, было получено распределение по реконструированному углу вылета j_m (как и для экспериментально измеренного, в пределах $0 - 2.5^\circ$ и шагом 0.02°). Примеры таких распределений для двух значений j_t показаны на рис. 3.37, стр. 125 и на рис. 4.18. На последнем красными полосами отмечены узкие (0.005°) угловые интервалы истинного значения

угла, синим показаны соотв. распределения по реконструированному углу в более широком разбиении 0.02° . Таким образом, был получен набор матриц пе-

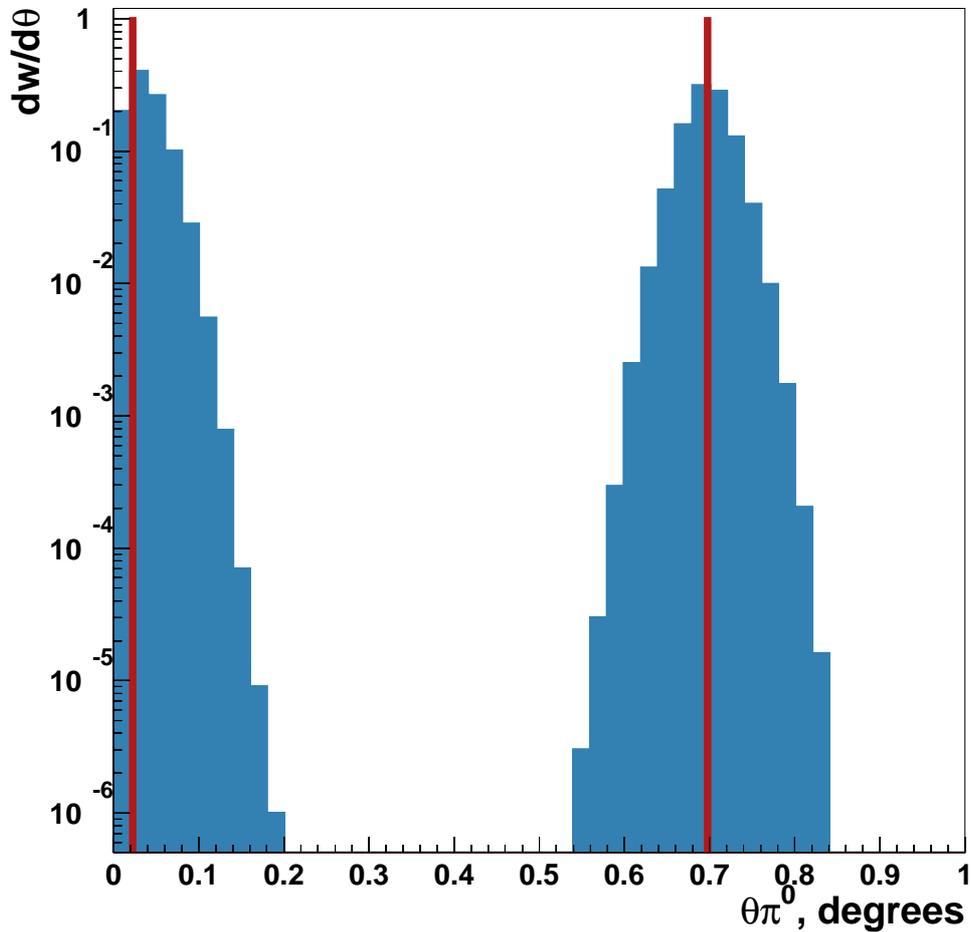


Рис. 4.18. Переход от истинного значения угла к измеренному. Красные полосы - исходное распределение для истинного угла, синие гистограммы - соотв. распределения по реконструированному углу

рехода от истинного углового интервала j_t к измеренному j_m для энергий всех Е-счётчиков $\epsilon(i, j_t, j_m)$. С использованием этих матриц, просуммировав по всем Е-счётчикам, можно записать итоговое выражение для ожидаемого парциального (соответствующего единичной амплитуде конкретного механизма) выхода π^0 -мезонов для $j_m^{\Gamma^0}$ интервала измеряемых углов вылета:

$$\Delta N_{\text{partial}}^{\text{expected}}(j_m) = \sum_{\substack{i=1\dots 114 \\ j_t=1\dots 540}} \Delta N_{\text{partial}}^{\text{expected}}(i, j_t) \cdot \epsilon(i, j_t, j_m) \quad (4.9)$$

Для ожидаемого экспериментального выхода, учитывая вклады всех слагаемых и значения амплитуд (формулы 1.3 – 1.15), получим:

$$\begin{aligned} \Delta N_{\text{expected}}(j_m) = & \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)[\text{эВ}] \cdot \Delta N_{\text{Prim}}^{\text{expected}}(j_m) \\ & + C_S \cdot \Delta N_{\text{Coher}}^{\text{expected}}(j_m) \\ & + \sqrt{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)[\text{эВ}] \cdot C_S} \cdot \cos \phi \cdot \Delta N_{\text{int 1}}^{\text{expected}}(j_m) \\ & + \sqrt{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)[\text{эВ}] \cdot C_S} \cdot \sin \phi \cdot \Delta N_{\text{int 2}}^{\text{expected}}(j_m) \\ & + C_I \cdot \Delta N_{\text{inc}}^{\text{expected}}(j_m) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Это выражение с четырьмя свободными параметрами ($\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)[\text{эВ}]$, C_S , $\phi[\text{рад}]$, C_I) и использовалось для фитирования экспериментально полученного выхода упругих π^0 -мезонов, представленного в разделе 4.1. Отметим, что вклад слагаемого при $\sin \phi$ мал (более, чем на два порядка меньше вклада такого же слагаемого при $\cos \phi$), т.к. линейно зависит от малой величины – мнимой части формфакторов (см. выражение 1.13, стр. 30).

Кривые-результаты фитирования вместе со вкладами отдельных механизмов рождения для углеродной и свинцовой мишеней показаны на рис. 4.19 и 4.20. В окне статистики и в Таблице 4.4 даны величины полученных параметров. Цифрами обозначены полученные функции для механизмов: 1 - примаковского, 2 - ядерного когерентного, 3 - их интерференции, 4 - ядерного некогерентного, total - общей суммы. Также проведён комбинированный фит для двух мишеней одновременно с общим параметром $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Результаты комбинированного фита имеют справочное значение и не используются в дальнейшем, т.к. данная процедура не вполне корректна ввиду незначительной разницы в систематике для двух мишеней. Действительно, различие в систематике объединяемых результатов может приводить к неравномерному искажению общих и отдельных параметров и окончательного ответа.

Таблица 4.4. $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ и другие параметры фита для двух мишеней

Мишень	$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, [эВ]	C_S	ϕ , [рад]	C_I	χ^2/ndf
углерод	7.673 ± 0.167	$0.834 \pm$ 0.015	$0.779 \pm$ 0.069	$0.722 \pm$ 0.055	152.1 / 121
свинец	7.719 ± 0.187	$0.691 \pm$ 0.041	$1.254 \pm$ 0.074	$0.685 \pm$ 0.121	123.2 / 121
комбиниров. фит углерод	7.692 ± 0.126	$0.835 \pm$ 0.015	$0.782 \pm$ 0.069	$0.721 \pm$ 0.053	275.3 / 243
комбиниров. фит свинец		$0.689 \pm$ 0.044	$1.247 \pm$ 0.071	$0.685 \pm$ 0.122	

Все приведённые здесь погрешности фитирования являются статистическими, систематическая погрешность измерения обсуждается далее. Усредняя результат для двух мишеней, получим:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \mathbf{7.70 \text{ эВ} \pm 0.14 \text{ эВ (стат.)}$$
 или

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \mathbf{7.70 \text{ эВ} \pm 1.8 \% \text{ (стат.)}.$$

Результат, полученный другой группой, анализировавшей параллельно данные эксперимента PrimEx, и общий результат эксперимента, полученный как среднее для данного анализа и результата второй группы приводятся в главе 6.

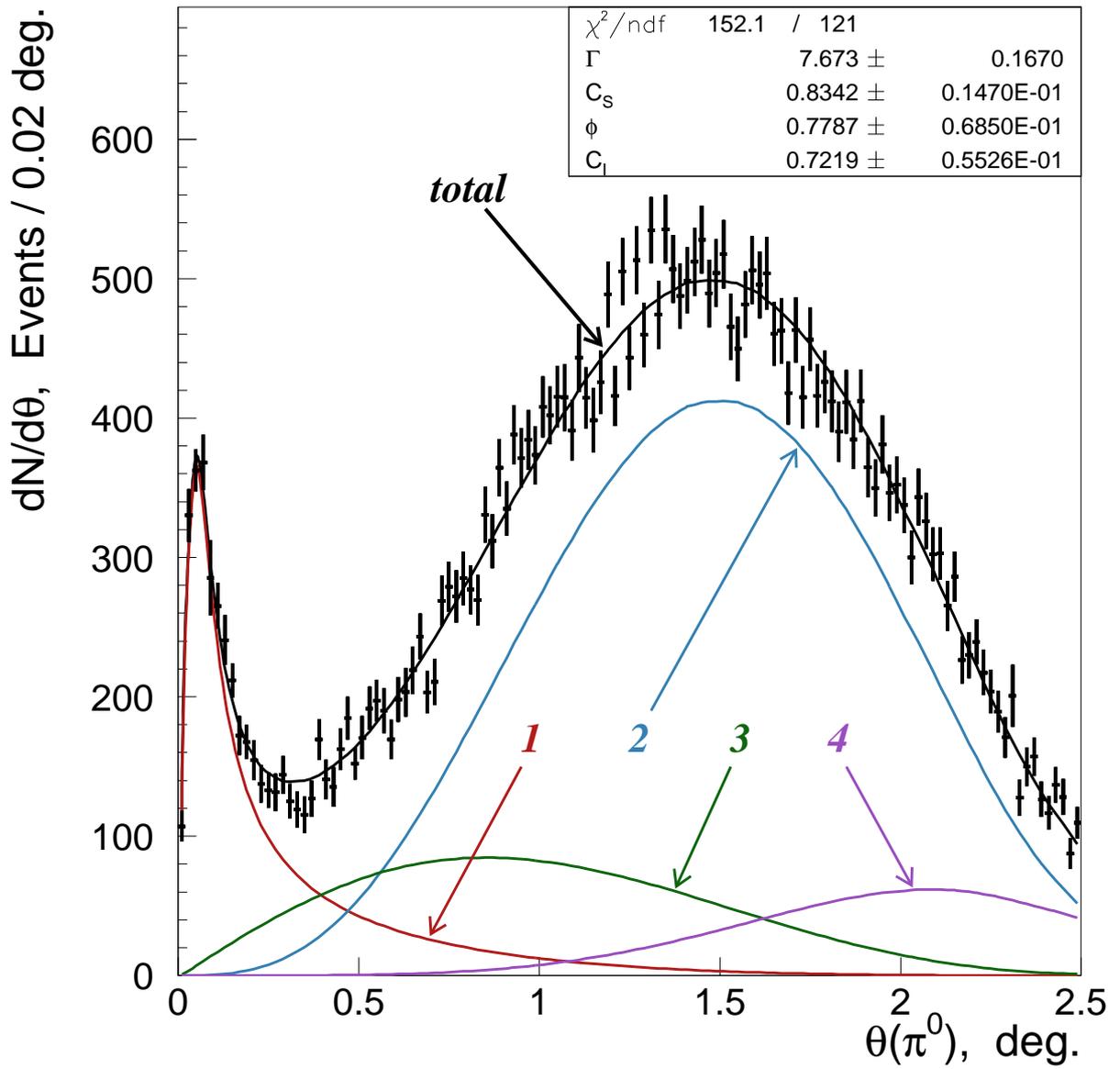


Рис. 4.19. Фит углового выхода π^0 -мезонов для углерода функцией 4.10 (см. текст)

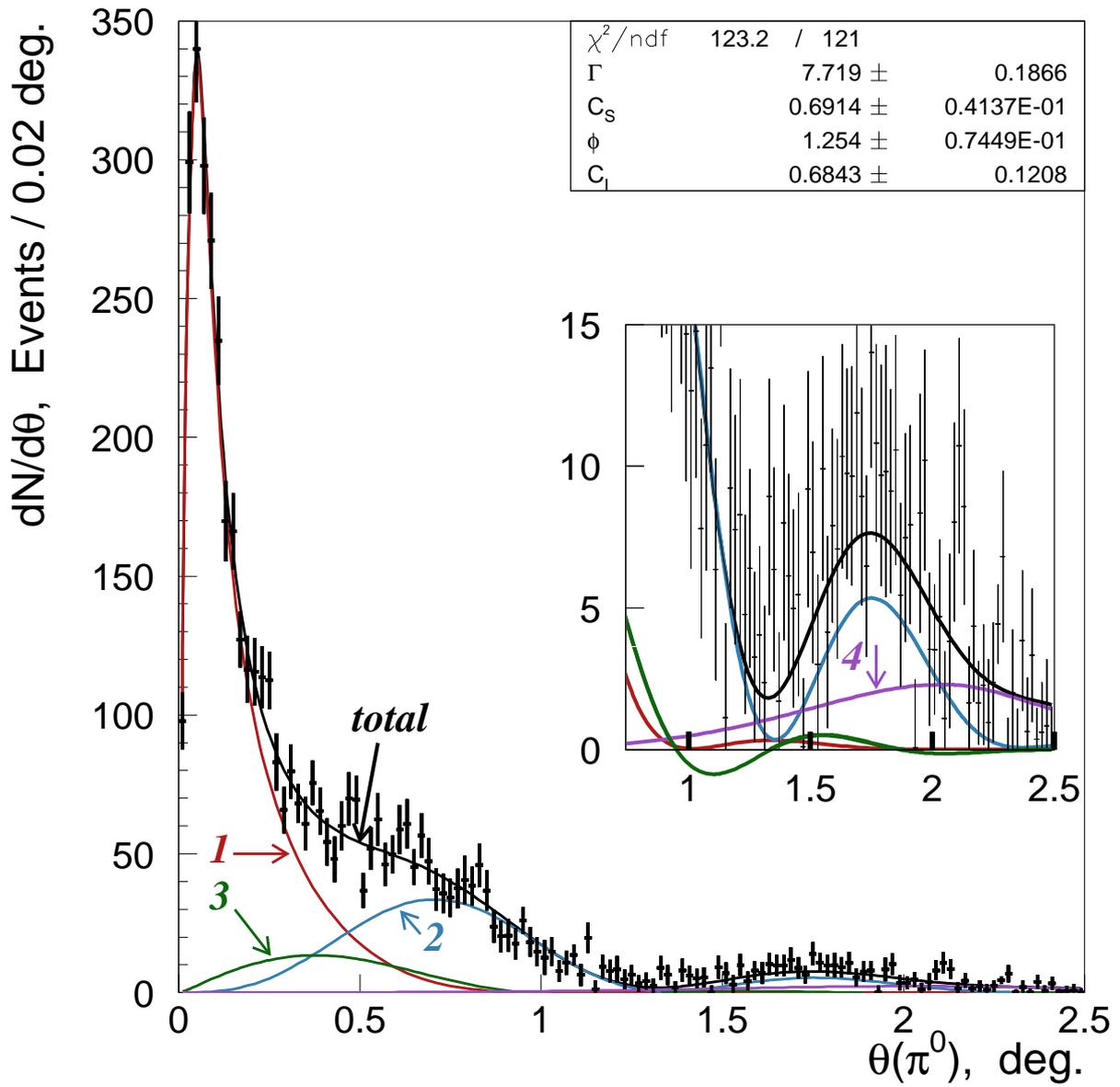


Рис. 4.20. Фит углового выхода π^0 -мезонов для свинца функцией 4.10 (см. текст). На врезке увеличен диапазон больших углов

Глава 5

Оценка систематической погрешности

В данной главе рассматриваются источники систематических погрешностей, возникающие при анализе сечения фоторождения π^0 -мезонов и извлечении ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. В соответствии с формулой для вычисления сечения 4.1 (стр. 167), это будут погрешности при получении величины выхода π^0 -мезонов и эффективности реконструкции событий, точность вычисления потока пучковых частиц и количества ядер мишени на единицу площади, поперечную пучку.

5.1. Параметры мишени

5.1.1. Толщина и плотность мишени

Процедура измерения параметров мишени и их погрешностей подробно изложена в [25, 40]. Толщины мишеней были измерены микрометром в отдельных точках. Плотность углеродной мишени измерена путем взвешивания мишени в воздухе и в воде. Произведение толщины и плотности и его однородность для разных участков мишени оценивались независимым способом – измерением поглощения мишенью γ -квантов от радиоактивного источника. Точность измерения плотности для углерода 0.01%, толщины углеродной мишени 0.04%, толщины свинцовой мишени 0.39%. Полученные оценки для однородности поглощения гамма квантов в различных точках мишени (или произведения плотности на толщину мишени) дают величину не хуже 0.3% для углерода и центральной части (диаметром около 12мм) свинцовой фольги.

5.1.2. Химический состав и чистота мишени

Наличие примесей других ядер должно быть учтено, т.к. сечение фоторождения π^0 -мезонов существенно различается для них. Целью настоящего анализа является выделение сечения примаковского фоторождения, пропорционального квадрату заряда ядра мишени. Поэтому поправку к выходу этой реакции при наличии примесных элементов можно оценить по формуле:

$$\varepsilon = \sum w_i \times Z_i^2 / Z^2(main), \quad (5.1)$$

где w_i - доля атомов i -го элемента, включая атомы основного элемента (углерода или свинца); Z_i - заряд ядра i -го элемента, $Z(main)$ - заряд ядра основного элемента.

Величина этой поправки не превышает 0.1% для обеих мишеней. Наиболее детально измерена чистота углеродной мишени, как наиболее технически сложной в изготовлении. Основная примесь для нее - кислород (0.19%), содержание углерода равно 99.63%. Поправочный коэффициент к выходу примаковской реакции для углеродной мишени равен $\varepsilon = 1.0007 \pm 0.0004$.

Углеродная мишень имеет натуральный изотопный состав - примесь углерода-13 1.1%. Для этого ядра спин не равен нулю, поэтому интерференционный член в формуле для дифференциального сечения 1.1 (стр. 24) будет более заметным в области малых углов (меньше 0.25°). Простая оценка этого эффекта даёт величину много меньшую 10% от вклада примаковского процесса. Таким образом, можно ожидать, что вклад от однопроцентной примеси углерода-13 будет менее $10\% \times 1.1\% \approx 10^{-3}$ или $\leq 0.1\%$.

Про свинцовую мишень известно, что её химическая чистота довольно высока (лучше чем 0.1%) и содержание изотопа свинца-208 не менее 98%.

Квадратичная сумма вкладов погрешностей параметров мишени даёт величину 0.3%.

5.2. Точность определения потока фотонов

Поток пучковых фотонов определялся на основании мгновенного значения интенсивности сигналов от пучковых частиц в системе мечения. Эта информация содержится во всех событиях, т.к. в памяти ВЦП системы мечения содержится вся предыстория сигналов за последние 16 мксек. Доля истинных сигналов в системе мечения (соответствующих реальным частицам) ко всем сигналам (включая ложные) называется отношением тагирования. Экспозиции по измерению этого отношения проводились в промежутках основного набора данных на протяжении всего эксперимента (всего более 10-ти раз) с помощью счетчика полного поглощения. Дополнительно отношение тагирования было измерено во время калибровочного сеанса, когда калориметр был сканирован пучком γ -квантов. Данное измерение имеет дополнительную погрешность из-за того, что при сканировании пучок будет иногда попадать в зоны между модулями, проходя параллельно границе их раздела, а также дополнительную нестабильность из-за экспозиции разных зон калориметра. Полученный результат отношения тагирования и разброса его значений во времени приведён в таблице 5.1, имеет справочное значение и не был использован при вычислении потока пучка. Кроме того, отношение тагирования дополнительно мониторировалось во время набора основных данных с помощью спектрометра электрон-позитронных пар: контролировалось отношение количества событий в этом спектрометре к количеству частиц, зарегистрированных системой мечения. Данное отношение оказалось стабильным с точностью 0.5%. Подробно вычисление потока пучковых частиц, стабильность интенсивности пучка и отношения тагирования, а также анализ соотв. погрешности вычислений приведены в работе [49]. Отметим здесь, что значение систематической погрешности в определении количества пучковых фотонов, полученное в [49], равно 0.97%. Эту величину мы и будем использовать.

Таблица 5.1. Отношение тагирования и его флуктуации для Т-счётчиков системы мечения, используемых в анализе. Данные калибровочного сеанса

Т-счётчик	отношение тагирования	среднеквадратичный разброс
1	0.8471	0.0084
2	0.8730	0.0066
3	0.8952	0.0053
4	0.9115	0.0054
5	0.9213	0.0046
6	0.9284	0.0051
7	0.9343	0.0056
8	0.9412	0.0050
9	0.9444	0.0046
10	0.9474	0.0041
11	0.9506	0.0050

5.3. Поглощение γ -квантов в мишени

Даже при условии точно известных свойств мишени и падающего потока пучковых частиц, неопределённость в поглощении пучка и продуктов реакции в мишени будет фактором, дающим вклад в погрешность. Она будет определяться точностью, с которой известен коэффициент поглощения γ -квантов в мишени. Соотношение $\frac{\sigma(\varepsilon_{TA})}{\varepsilon_{TA}} = \frac{\sigma(k)}{k}$, где ε_{TA} - полное поглощение всех γ -квантов в мишени, $\sigma(\varepsilon_{TA})$ - его погрешность, k - коэффициент поглощения, $\sigma(k)$ - погрешность, с которой он известен; справедливо при малых значениях ε_{TA} . Для углеродной и свинцовой мишеней PrimEx ε_{TA} составляет величину около 5.4% и 6.0% соотв. Сечение поглощения γ -квантов в веществе мишени известно с точностью около 1.5% [25, 60], что вносит погрешность расчёта за счёт неопре-

действенности полного поглощения в мишени около 0.1 %.

5.4. Эффективность системы сбора данных

5.4.1. Оценка "мёртвого" времени электроники

"Мёртвое" время электроники, когда система не готова к записи поступающих событий, определяет использованную часть потока пучковых частиц. Эта величина вычислялась как отношение значений, отсчитываемых по двум таймерами: запускаемым от генератора с частотой около 195 кГц. Один из таймеров считал сигналы от генератора всегда, другой только тогда, когда система сбора данных была готова к записи событий (т.е. исключая "мёртвое" время). Информация о величине "мёртвого" времени учитывалась для каждого короткого интервала событий (длительностью 5 сек) отдельно. Поток пучковых частиц считался с учетом "мёртвого" времени и систематическая ошибка этой величины входит в общую ошибку, приводимую для потока [49]. Характерная величина "мёртвого" времени 3%...4%, его флуктуации 0.05%...0.10%.

5.4.2. Эффективность триггерного сигнала калориметра

В качестве триггера, как уже было сказано в разделе 2.15, использовалось совпадение сигналов от системы мечения ("Master OR") и калориметра ("NuCal Totalsum"). Неэффективность (отличие эффективности от 100%) триггера "Master OR" не будет влиять на общую эффективность регистрации (формула 4.1), а будет только снижать наблюдаемый поток меченых γ -квантов. Поэтому нас будет интересовать только неэффективность триггера "NuCal Totalsum", т.е. количество событий, когда энерговыделение в калориметре превышало установленный порог (около 2.3 ГэВ, см. раздел 2.15), но триггера "NuCal Totalsum" не вырабатывалось. Временное окно для совпадения этих двух триггеров было достаточно широким (более 5-ти суммарных ширин триггерных сигналов), поэтому неэффективностью совпадения по времени можно пренебречь. Наконец

возможна ситуация, когда в калориметр попадут частицы с достаточной энергией для выработки триггера (в нашем случае - оба γ -кванта от распада упругого π^0 -мезона), но из-за "хвоста" функции энергетического отклика калориметра (раздел 2.15) энерговыделение в нём будет ниже необходимого порога для выработки триггера. Учёт этого явления в анализе и возможная систематическая ошибка, возникающая при этом, будут рассмотрены ниже в отдельном разделе.

Для оценки эффективности триггера "HyCal Totalsum" мы использовали данные, набранные при сканировании всего калориметра гамма пучком. Порог выработки сигнала "HyCal Totalsum" при этом сканировании был установлен, как и в данных по набору основной статистики, на уровне -88 мВ, а триггером для записи события был только сигнал от системы мечения ("Master OR"). Для оценки неэффективности триггера "HyCal Totalsum" выбирались события с сигналом от пучкового γ -кванта в системе мечения и одним кластером в калориметре в зоне сканирования с энергией, соответствующей измеренной системой мечения в пределах $\pm 25\%$. При этом подсчитывалась доля событий, когда сигнала "HyCal Totalsum" не было. Оценка проводилась при разных энергиях пучка. Полученная зависимость от энергии для одного из модулей $PbWO_4$ дана на рис. 5.1. Видно, что неэффективность триггера близка к 100% при энергии ниже 2 ГэВ, далее эта величина начинает быстро падать (примерно вдвое на каждые 80 МэВ) и при энергии пучка 2.3 ГэВ величина неэффективности составляет около 10%. При энергиях выше 2.8 ГэВ неэффективность находится в пределах 0.1%. Исключая несколько неработающих каналов (обсуждаемых в следующем пункте данной главы), было построено распределение по неэффективности для всех модулей $PbWO_4$ для разных энергий пучка. Рис. 5.2 показывает эти распределения для энергий 2.8 ГэВ, 3.1 ГэВ, 4.0 ГэВ и 4.15 ГэВ...5.5 ГэВ.

Из представленных распределений видно, что неэффективность триггера для подавляющего большинства работающих каналов при энергии выше 3.8 ГэВ находится в пределах 0.1%. Для двух-трёх каналов эта величина может достигать 0.3%...0.5%. Таким образом мы можем использовать величину 0.1% в ка-

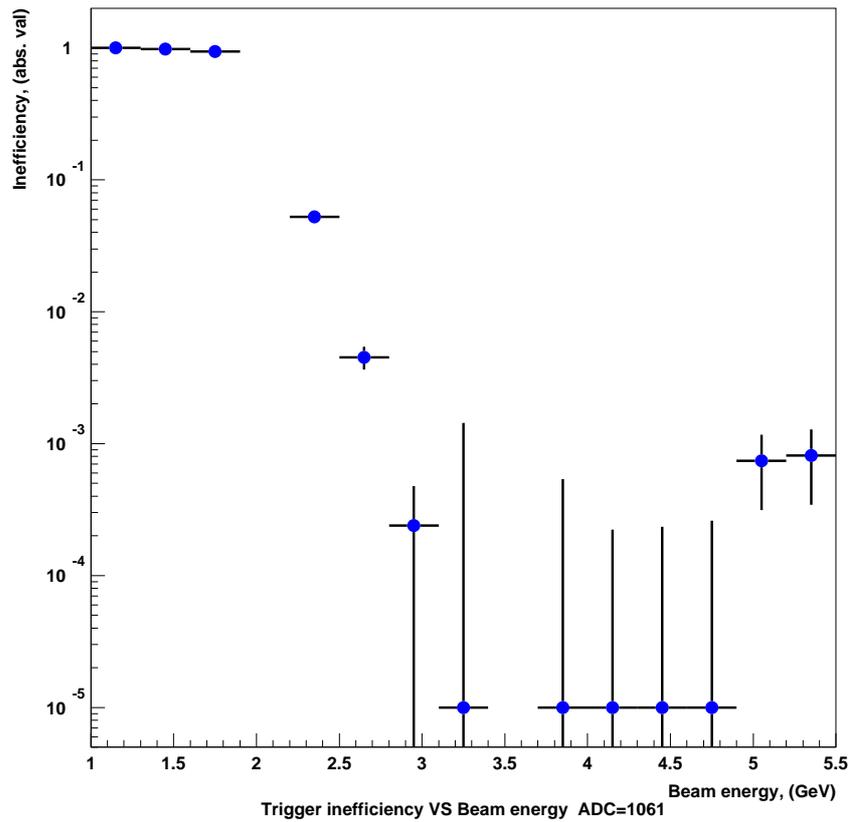


Рис. 5.1. Неэффективность триггера "HyCal Totalsum" в зависимости от энергии пучка для модуля W61 ($PbWO_4$)

честве верхней оценки отклонения эффективности триггера от 100% или, в качестве систематической погрешности эффективности используемого триггера.

5.4.3. Отказы в работе каналов калориметра

Статус работы каналов калориметра мониторировался на протяжении всего сеанса набора данных. Для этого строилось двумерное распределение для расположения кластеров в калориметре. При это мы использовали события, отобранные для анализа и требовали наличия ровно двух кластеров в событии. Кластер с большей энергией использовали для построения карты засветки калориметра, энергия второго кластера не должна была превышать 1 ГэВ. При-

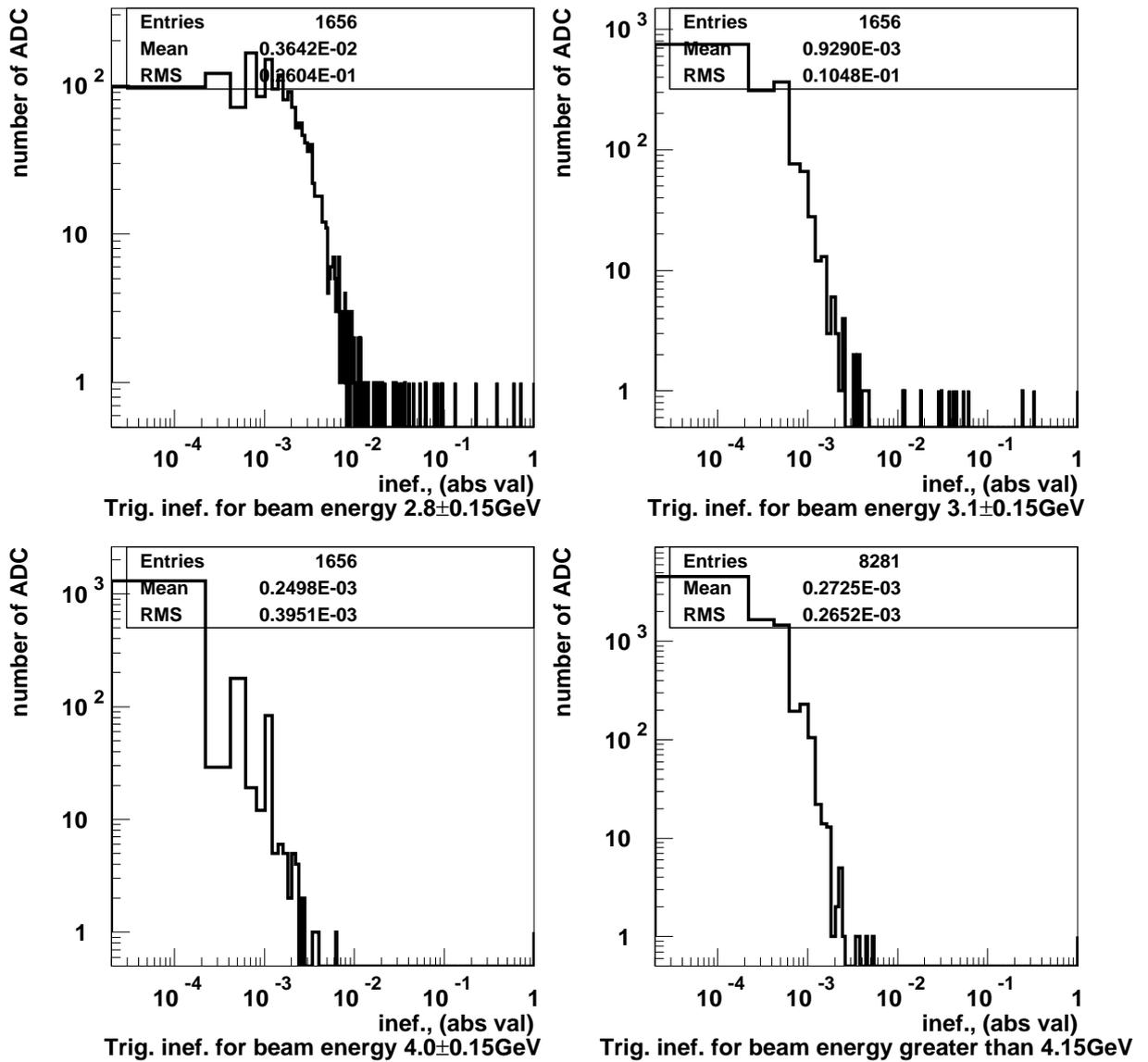


Рис. 5.2. Неэффективность триггера "HyCal Totalsum" для модулей $PbWO_4$ при различных энергиях падающего фотона: Слева сверху $2.8 \pm 0.15 \text{ GeV}$, справа сверху $3.15 \pm 0.15 \text{ GeV}$, слева снизу $4.0 \pm 0.15 \text{ GeV}$, справа снизу $4.15 \text{ GeV} \dots 5.5 \text{ GeV}$

мер засветки для одного из сеансов представлен на рис. 5.3. "Дыры" в засветке калориметра (обведены на рис.) соответствуют либо неработающим каналам, либо каналам, от динодов ФЭУ которых не поступает сигнал триггера. Также для каждого из каналов было построено отношение количества событий, когда он был каналом с максимальным энерговыделением в кластере с большей энергией, к количеству событий, когда он был каналом с максимальным энерговыделением в кластере с меньшей энергией (всего два кластера в каж-

дом события). Величина этого отношения для нескольких каналов приведена на рис. 5.4. Работающие каналы от которых не поступает триггерный сигнал будут иметь заметное выпадение (канал 268 на рис. 5.4), неработающие каналы не будут представлены вовсе. В результате анализа были найдены частично или полностью неработающие модули, указанные в таблице 5.2.

Таблица 5.2. Частично или полностью неработающие модули калориметра

номер канала	номера сеансов	статус
G268	4976...5449	нет триггерного сигнала
G732	4976...5449	нет триггерного сигнала
G876	4976...5030	не работал совсем
G877	4976...5449	нет триггерного сигнала
G900	5159...5449	не работал совсем
W849	5159...5449	нет триггерного сигнала

Все неработающие каналы и их статус были занесены в базу данных эксперимента. При моделировании, если канал не работал совсем, то энерговыделение в нем обнулялось; если канал работал, но триггерный сигнал от него не собирался, то суммарное энерговыделение в калориметре подсчитывалось, без учёта этого канала (при этом сам канал не исключался из анализа кластеров). Если, подсчитанное таким образом, энерговыделение в модельных событиях не превышало величину 2.3 ГэВ, соотв. экспериментальному порогу, то такое событие считалось потерянным. Таким образом возможная систематика, связанная с потерей эффективности калориметра из-за неработающих каналов, учитывалась при моделировании и подсчете полной эффективности регистрации.

Заметим, что моделирование показывает, что такое незначительное число неработающих каналов не изменяет эффективность регистрации на уровне выше 0.1%. То есть, даже если бы наличие неработающих каналов не учитывалось при моделировании, это не внесло бы заметную погрешность.

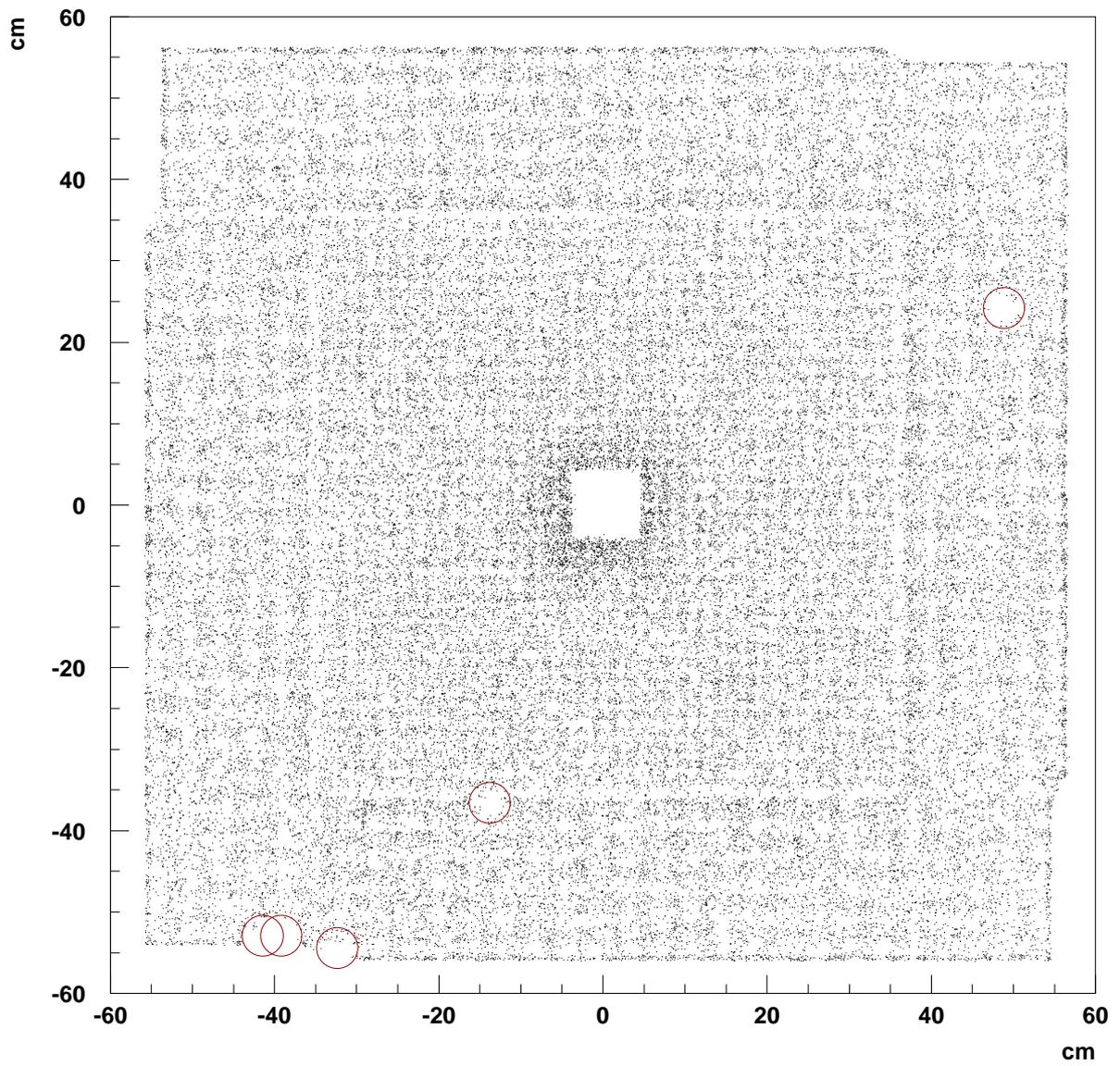


Рис. 5.3. Расположение центров кластеров с максимальной энергией. Неработающие каналы обведены

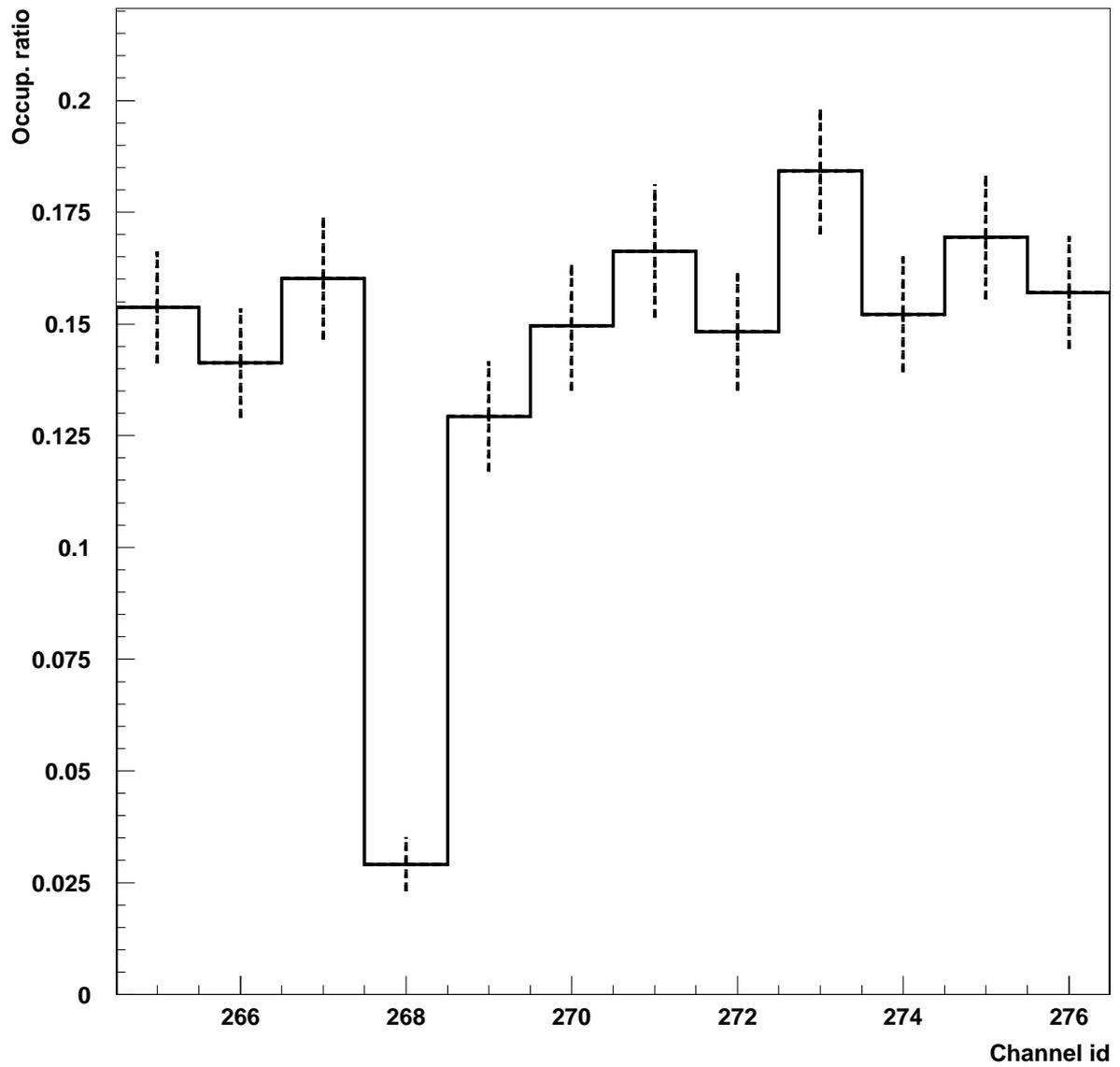


Рис. 5.4. Отношение количества событий, когда канал был центром кластера с большей энергией к количеству событий, когда он был центром кластера с меньшей энергией

5.5. Отбор событий

В этом разделе мы рассмотрим систематические погрешности, которые могут возникать при отборе событий для анализа. В основном они связаны с возможным различием между измеренными и истинными значениями величин, на которые накладываются данные условия, т.к. при моделировании эти различия могут незначительно отличаться от эксперимента.

5.5.1. Отбор по минимальной энергии кластера

Для того чтобы определить насколько условие отбора по энергии может систематически смещать полученные значения для эффективности регистрации нужно оценить возможную разницу между истинным и измеренным значением энергии γ -кванта (данный отбор влияет только на один из двух γ -квантов, участвующих в анализе, энергия другого заведомо больше). В качестве оценочного расхождения мы будем использовать максимальное отклонение из-за нелинейности для свинцового стекла. При энергиях 0.5 ГэВ и ниже это смещение находится в пределах 0...-10%. Наихудший результат будет для внешнего слоя свинцового стекла. Для модулей $PbWO_4$ это отклонение значительно меньше. Кроме того, основная часть нелинейности корректируется соотв. поправкой в алгоритме (раздел 3.7). Итак, будем использовать величину 10% как верхнюю оценку отклонения измеренного значения энергии от истинного.

Варьирование на 10% (или 0.05 ГэВ) нижней границы для энергии отбираемых γ -квантов увеличивает или уменьшает отобранное количество π^0 -мезонов не более чем на 0.2%. Кроме того, было выбрано 40 различных значений нижней границы энергии от 0.3 ГэВ до 0.7 ГэВ с шагом 0.01 ГэВ и величина $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ была получена для каждого из них. Полученный набор значений $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ имел гауссов спектр и разброс 0.2%. Будем использовать эту величину как верхнюю оценку для систематики, вносимой этим условием отбора.

Отметим также, что верхнее ограничение в 6 ГэВ, исключаящее из ана-

лиза артефакты, не выбрасывает полезные события, т.к. при энергии одного из γ -квантов 6 ГэВ и второго выше 0.5 ГэВ, энергия пары будет как минимум 6.5 ГэВ, что заведомо выше верхней границы энергии пучка 5.5 ГэВ. Т.к. разрешение по упругости π^0 -мезонов около 2% или, для их энергии около 0.1 ГэВ (см. таблицу 3.7, стр. 123), данное условие практически не будет исключать из анализа упругие события.

5.5.2. Отбор по минимальной энергии π^0 -мезона

Минимальная энергия отбираемых пар кластеров 3.5 ГэВ заведомо меньше нижней границы энергии упругих π^0 -мезонов (4.9 ГэВ). При разрешении по энергии π^0 -мезонов 0.1 ГэВ данное условие практически не исключает из анализа полезные события, зато будет подавлять низкоэнергетичный комбинаторный фон. Ничтожная доля потерянных упругих событий все же возможна из-за не совсем гауссовой формы энергетического отклика калориметра. Связанная с этим систематика обсуждается ниже в разделе 5.7.2.

5.5.3. Отбор по расположению кластера в калориметре

Условием отбора по расположению кластеров было требование, чтобы элемент кластера с максимальным энерговыделением (главный модуль кластера) находился в центральной части (модули $PbWO_4$) и не был в центральном квадрате 4×4 модуля, защищённым вольфрамовыми блоками (см. раздел 3.4). Предполагаемая систематика, связанная со систематическим смещением главного модуля кластера в моделировании, ничтожно мала. Условие отбора вне центра 4×4 исключает единичные кластеры (менее 10^{-5} от общего числа) и их добавление в анализ не приводит к изменению выходов π^0 -мезонов. Возможное отличие для "смещения" центров кластеров через границу $PbWO_4$ -свинцовое стекло между моделированием и данными, также мало. Так, например, "выбрасывание" из анализа внешнего слоя модулей $PbWO_4$, находящегося на грани-

це со свинцовым стеклом одновременно в данных и Монте-Карло не изменяет отношения наблюдаемого выхода π^0 -мезонов к эффективности Монте-Карло (статистическая точность этого сравнения ограничена доступным для анализа образцом упругих π^0 -мезонов - около 0.25%).

5.5.4. Отбор по времени триггерного сигнала калориметра

Незначительное количество упругих событий, отбрасываемое ограничением на время между приходом сигнала от системы мечения и калориметра, можно оценить сверху, если учесть точность, с которой известны параметры пика совпадений двух сигналов (раздел 3.3). Ширина пика (σ в распределении Гаусса) равна 1.0 – 1.1 нсек. Положения пиков для индивидуальных счётчиков калориметра находятся в пределах 0 ± 1 нсек. Варьируя эти параметры в указанных пределах, получим неопределённость в количестве отброшенных событий в пределах 0.08%. Более детальный анализ с применением моделирования временного сигнала, учитывая положение и ширину пика совпадения для каждого из счётчиков и экспериментальное распределение попадания в калориметр γ -квантов от распадов упругих π^0 -мезонов, показал еще меньшую величину вариации доли отброшенных событий. В данном анализе мы будем использовать величину 0.1% как верхнюю оценку погрешности, вносимой данным отбором.

5.5.5. События, теряемые при неправильном выборе пучковой частицы

События с неправильно выбранной пучковой частицей будут потеряны для анализа, а также создадут широкий пик в распределении по инвариантной массе π^0 -мезонов с поправкой на упругость (см. раздел 3.14). Количество таких событий, как уже было сказано, равно $0.84\% \pm 0.20\%$ для углеродной мишени и $0.52\% \pm 0.13\%$ для свинцовой. Изменение событий в широком пике скоррелированного фона в пределах этих погрешностей практически не влияет на из-

влекаемую величину выхода π^0 -мезонов. Поэтому, вклад погрешности от неправильного выбора пучка равен величине неопределённости доли таких событий: 0.20% для углеродной мишени и 0.13% для свинцовой.

5.5.6. Отбор с использованием вето-гodosкопов

Включение в анализ отбора с использованием системы вето подробно описано в разделе 4.2.1. Из формулы для смоделированной эффективности этого отбора 4.6 (стр. 174), значение относительной погрешности для описанного моделирования 0.2% для примаковской области углов (до 0.5°) Для экспериментально полученной эффективности отбора (выражение 4.7, стр. 175) в примаковской области, погрешность равна 0.34%. Примаковская область углов выбрана как наиболее значимая для определения величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Последнее значение и будем использовать как верхнюю оценку погрешности эффективности отбора по сигналу от вето.

Подытоживая все составляющие погрешности, связанные с отбором событий, описанные в этом разделе, получим суммарную погрешность 0.45%.

5.6. Брэнчинг распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Вероятность распада π^0 -мезона по каналу $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (брэнчинг $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) хорошо известна [16] и равна 0.98823 ± 0.00034 . Эта величина напрямую входит в формулу для полной эффективности регистрации π^0 -мезона 4.1 (стр. 167). Её относительная погрешность 0.034%.

5.7. Моделирование событий

В данном разделе рассмотрим погрешности, связанные с моделированием эффективности установки методом Монте-Карло.

5.7.1. Геометрия установки

Одной из причин неточности Монте-Карло являются погрешности в определении геометрических параметров установки. Точность задания геометрии мишени рассмотрена в разделе 5.1. Аппертуры магнита заведомо достаточно для беспрепятственного попадания γ -квантов в калориметр. Основная погрешность связана с расположением калориметра. Погрешность в смещении калориметра поперёк направления пучка сводится к центровке пучка относительно калориметра и рассмотрена в разделе 5.12. Точность, с которой достоверно известно расстояние от центра мишени до калориметра заведомо не хуже 1 см и является определяющей для погрешности акцептанса установки. При расстоянии 732 см это даст величину относительной погрешности не более 0.3%.

5.7.2. Энергетический отклик калориметра

Возможные небольшие отличия функции энергетического отклика калориметра в Монте-Карло от реальной обсуждались в разделе 3.8. Если принять, что γ -кванты с реконструированной энергией 90% от истинного значения и менее, будут потеряны из анализа, то для энергий около 1 ГэВ отличие утечек в Монте-Карло от данных составит не более 0.9%, для энергий около 4 ГэВ – не более 0.5%. Эти оценки получены для случая нормального падения γ -квантов на поверхность калориметра. В действительности же, для π^0 -мезонов в большинстве случаев угол падения будет более 0.5° к обеим осям OX и OY . 90% реконструированной энергии γ -кванта, как показывает анализ, будет достаточно для правильного восстановления события при применении поправки на упругость. Расчеты показывают, что при углах падения к обеим осям выше 0.5° потери событий из-за прохождения γ -квантов вдоль границы между модулями калориметра падают более чем на порядок. При этих условиях функции энергетического отклика в Монте-Карло и данных будут совпадать на уровне не хуже 0.1%, и для кинематики распада π^0 -мезонов в целом отличие Монте-Карло будет

заведомо меньше величины 0.5%. Учитывая, что γ -квантов в каждом событии два, будем считать, что отклонение эффективности реконструкции π^0 -мезона из-за отличия функции энергетического отклика от реальной будет не более 0.9%. Введём соотв. поправку 0.45% в эффективность реконструкции (Таблица 4.3, стр. 178). Тогда отклонение эффективности реконструкции π^0 -мезона в Монте-Карло из-за возможной неточности энергетического отклика не будет превышать 0.45%.

5.7.3. Статистическая точность эффективности Монте-Карло

Ввиду ограниченности сгенерированной статистики, эффективность, полученная в Монте-Карло, будет также иметь стат. ошибку. Эта ошибка будет давать вклад в общую систематическую погрешность анализа. Было смоделировано около 400000 событий рождения π^0 -мезонов для каждого углового интервала шириной 0.005° , использованного в расчетах. Принимая во внимание, что эффективность регистрации π^0 -мезонов в примаковской области (малых углов вылета - до 0.5°) примерно $\frac{1}{2}$, получим величину данной ошибки около 0.23%. Эту величину будем использовать как меру стат. точности Монте-Карло. Отметим также, что результаты Монте-Карло были подвергнуты такой же процедуре фитирования, что и данные, для получения значений выхода π^0 -мезонов. Систематика, связанная с особенностями анализа выхода для смоделированных событий рассмотрена в разделе 5.8.

5.8. Извлечение выхода упругих π^0 -мезонов

Извлечение выхода упругих π^0 -мезонов даёт наибольший вклад в систематику. С целью отделения событий с π^0 -мезонами от фона применялась процедура фитирования распределений по инвариантной массе двух γ -квантов с поправкой на упругость. Для оценки точности такой процедуры проводились различные тесты, сравнивались результаты варьирования параметров и условий

фитирования. Ниже перечислены соотв. процедуры, в конце пунктов в скобках дано изменение либо флуктуация результата для времени жизни:

- 1) В качестве функции для описания фона в спектре инвариантных масс в узких угловых интервалах (шириной 0.02°) брался полином первой, второй и третьей степени и константа (0.6%);
- 2) Менялся диапазон фитирования по инвариантной массе двух γ -квантов: 0.12 – 0.15, 0.115 – 0.155, 0.125 – 0.145 МэВ (0.4%);
- 3) Дополнительно вычитался спектр инвариантных масс, полученный для экспозиции с пустой мишенью, отнормированный на отношение пучковых потоков в соотв. экспозициях (0.2%);
- 4) Вместо текущих значений параметров в пункте 3, брались величины для следующего углового интервала (+0.65%);
- 5) Напомним, что параметры формы сигнала, описываемого двумя гауссианами, в узких угловых интервалах (шириной 0.02°) были фиксированы и приняты равными величинам, полученным при фитировании соотв. спектров с большей статистикой в широких угловых интервалах (шириной 0.5°). Для оценки влияния неопределённости этих параметров, они изменялись в пределах своих стат. ошибок (0.55%);
- 6) В качестве угла вылета π^0 -мезона бралась величина, полученная с энергиями γ -квантов без применения поправок (–0.25%);
- 7) Количество столбцов в гистограмме-спектре инвариантных масс менялось от 20 до 100 (0.35%);
- 8) Применялась процедура фитирования без разбиения событий по столбцам гистограмм – "unbinned fit" (–0.6%);
- 9) Применение отбора событий с использованием вето-системы исключалось (с соотв. учётом эффективности отбора) (+0.25%);
- 10) Сравнивались выходы, полученные как результат фита и как результат вычитания из спектра инвариантных масс кривой полученного при фитировании фона (0.8%);

11) Сравнивались суммарный выход для всех узких угловых интервалов (шириной 0.02°) и выход, полученный фитированием общего спектра инвариантных масс для всего углового интервала 2.5° (0.25%).

Влияние систематики фитирования дополнительно оценивалось для смоделированных событий, использованных для расчёта эффективности. Погрешность при фитировании модельных событий влияла на общую систематику наравне с погрешностью для экспериментальных данных. В качестве основного результата для Монте-Карло взят выход, полученный для смоделированных событий с добавленным из данных фоном. При статистическом варьировании добавляемого фона (было использовано 50 выборок "сигнал+фон" равных по статистике экспериментальному образцу) результат для эффективности имел относительный разброс в пределах 0.5%, дополнительное добавление фона от пустой мишени меняло результат в пределах 0.2%. Для сравнения: эффективность Монте-Карло, полученная при отсутствии фона, выше на 1.0% (это различие не использовалась при подсчёте).

Совокупность вышеперечисленных эффектов мы оцениваем как 1.5%-ый вклад в систематическую ошибку.

5.9. Поправка на случайные совпадения сигналов калориметра и системы мечения пучка

Эффект от случайных совпадений по времени сигналов калориметра и системы мечения пучка и учёт соотв. поправки подробно описаны в разделе 3.14. Величина поправки получена путём фитирования зависимости извлекаемого выхода упругих π^0 -мезонов от количества добавляемых случайных совпадений. Данная зависимость получена путём изменения временного окна выбираемых событий – допустимой разницы во времени прихода сигналов от системы мечения и калориметра (рис. 3.53, стр. 154). Значение поправки выбрано как пересечение прямой-результата фитирования с осью OY (выход, получаемый при

”нулевой” примеси случайных событий). Точность этого учёта, определяемая доступной статистикой, является вкладом в полную систематическую погрешность – 0.15% для углеродной мишени и 0.1% для свинцовой.

5.10. Вычитание фона от распадов ω - и ρ -мезонов

Процедура вычитания фона π^0 -мезонов от распадов ω - и ρ -мезонов обсуждалась в разделе 3.14. Систематика вычитания прежде всего связана с неопределённостью в оцениваемом количестве такого фона. Неопределённость в оценках сечения когерентного рождения ω -мезона и экспериментальных измерениях дают ошибку в пределах 20% (выражение 3.3, стр. 139), которую мы будем использовать как меру точности процедуры вычитания. Для получения погрешности, связанной с неопределённостью количества вычитаемого фона, последнее было проварьировано на $\pm 20\%$. Рис. 5.5 показывает влияние варьирования количества вычитаемого фона на процедуру фитирования углового выхода π^0 -мезонов для углерода. Для наглядности изображена (увеличено) только область углов до 1° . Точки с ошибками – выход при вычитании номинального количества фона. Кривые показывают фитирующие функции. Черная кривая сверху – без вычитания фона. Три кривые ниже: верхняя – фон уменьшен на 20%, посередине – номинальный фон, нижняя – фон увеличен на 20%. Для свинцовой мишени вклад этого фона заметно меньше. Такое варьирование показывает, что получаемый для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ результат имеет разброс в пределах 0.3% от номинального значения, что будет мерой погрешности учёта фона ω - и ρ -мезонов.

5.11. Разрешение по углу вылета π^0 -мезона

Разрешение по углу вылета π^0 -мезона используется при пересчёте теоретически ожидаемых спектров углового выхода как функций истинного значения угла к функциям измеренного угла (раздел 4.4, формула 4.9, стр. 186). Для

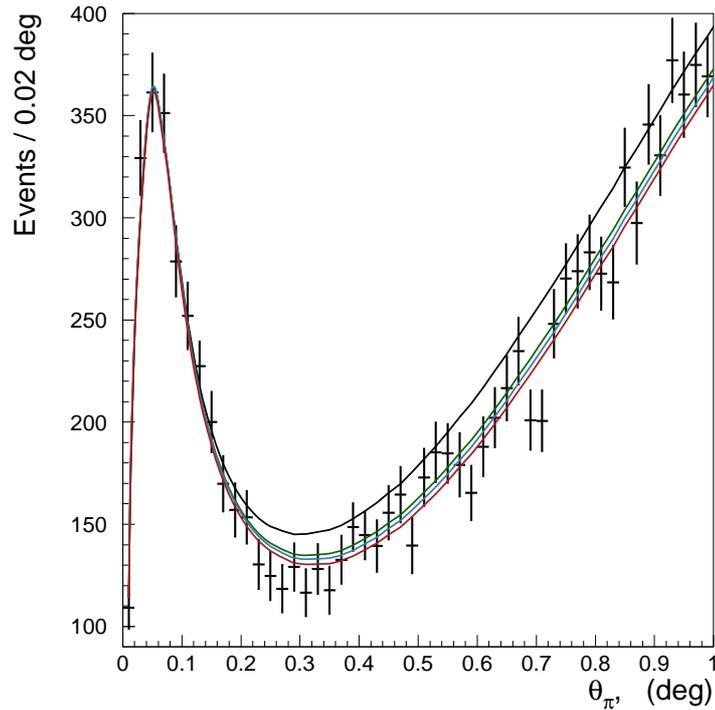


Рис. 5.5. Фит упругого выхода на углероде для различного количества вычитаемого фона от распада ω - и ρ -мезонов (см. текст)

определения влияния разрешения по углу вылета π^0 -мезона, как и в предыдущем разделе, мы изменили разрешение в расчётах в бóльшую и меньшую стороны и использовали полученное изменение для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Как было указано в разделе 3.13, относительное различие разрешения по углу вылета в данных и Монте-Карло около 3%. Статистическая точность полученного разрешения в использованном для сравнения образце данных (рис. 3.13, стр. 129) около 4%. В качестве оценки возможного отклонения использованного разрешения от реального мы взяли величину 10%. В Таблице 5.3 представлены отклонения величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, полученные с использованием изменённого разрешения по углу вылета π^0 -мезона. Как видно из таблицы, для тестового отклонения разрешения в 10%, максимальное отклонение для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ не превышает 0.2%. Эту величину примем как оценку данной составляющей погрешности извлечения величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$.

Таблица 5.3. Изменение $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ при варьировании разрешения по углу вылета π^0 -мезона

использованное разрешение по углу вылета	отклонение от номинального результата для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$
номинал	0
-10%	-0.15%
+10%	+0.2%
-50%	-2.5%
+100%	+1.3%
0 (идеальное)	-3.8%

5.12. Параметры фотонного пучка

5.12.1. Энергия фотонного пучка

Систематическая погрешность, с которой известна энергия фотонного пучка составляет 0.13% [61]. К ней можно добавить неопределённость распределения потока пучка в пределах одного Е-счётчика, которая не может превышать половину энергетического интервала перекрываемого им, т.е. 0.05%. Погрешность, с которой известна энергия пучка, примем равной совокупности этих двух факторов, т.е. 0.14%. Для оценки влияния на результат возможного смещения истинного значения энергии пучка, мы провели расчёты, в предположении того, что это смещение равно $\pm 0.5\%$. При этом результат смещался на $\pm 1.05\%$ соответственно. Интерполируя смещение $\pm 0.5\%$ к величине используемой погрешности энергии 0.14%, получим оценку систематики $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, связанной с погрешностью энергии пучка, 0.3%.

5.12.2. Вариации геометрии пучка

Для оценки флуктуаций геометрии (положения, возможного наклона и ширины) фотонного пучка в ходе сеанса были использованы измерения монитора

профиля и положения пучка (раздел 2.12) и данные сканирований, проводимых сканером (раздел 2.11) в промежутках между набором основной статистики. Результаты измерений профиля пучка [39] показывают, что флуктуации его положения (относительно измеренных и использованных в анализе значений) не превышали 0.1 см; флуктуации наклона (относительно оси OZ) – 0.12 мрад, а ширина пучка могла варьироваться не более, чем на $\frac{1}{8}$ её значения.

Влияние неучтённого систематического смещения центра пучка и его наклона было оценено путём искусственного введения таковых в экспериментальные данные. При этом наблюдалось систематическое смещение определяемой величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, изображенное на рис. 5.6. Кривые на рисунке изобража-

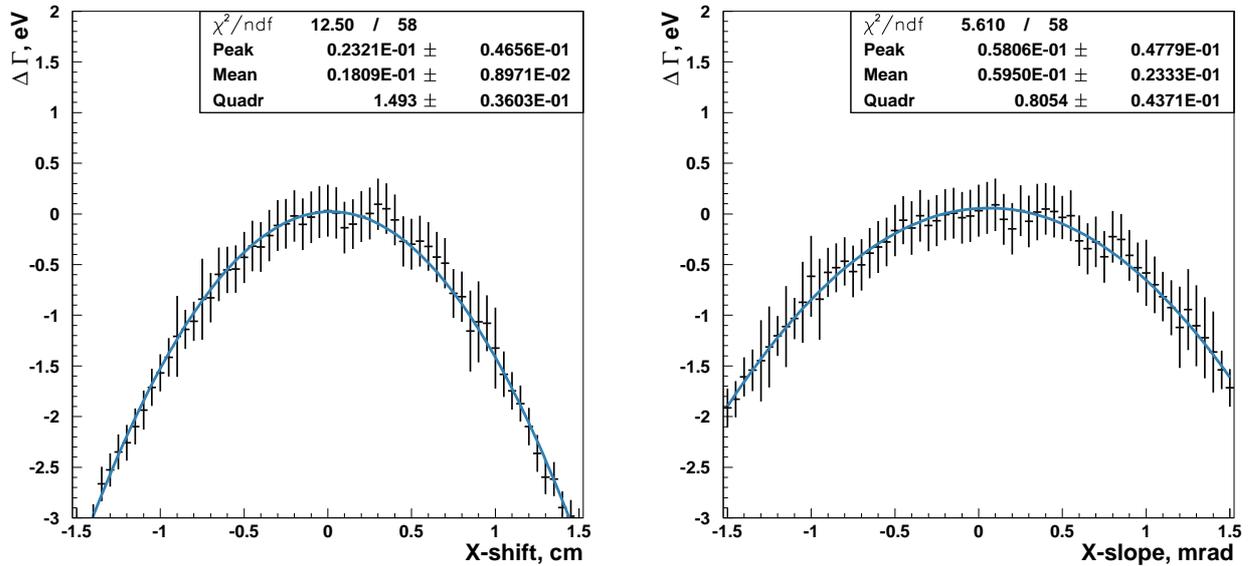


Рис. 5.6. Смещение получаемой величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ в зависимости от искусственно вводимых смещения координаты X пучка (слева) и наклона к оси OX (справа)

ют результат фитирования параболой $\Delta \Gamma [\text{эВ}] = Peak - Quadr \times (x - Mean)^2$, хорошо описывающей зависимость изменения результата от начального смещения (x - отклонение в см или наклон в мрад). Значения полученных параметров фита $Peak$, $Quadr$ и $Mean$ приведены в окне статистики на рисунке. Подставляя предельные отклонения параметров, получим максимальную систематику, вносимую ими: 0.2% для положения пучка и 0.15% для наклона пучка.

Изменения ширины пучка будут в конечном итоге сказываться на разрешении установки по углу вылета π^0 -мезонов. Величина вызываемого отклонения в разрешении по углу вылета π^0 -мезона (при отклонении ширины пучка на $\frac{1}{8}$), как показывает простая оценка, будет варьироваться в пределах 7%. Поэтому, можно использовать полученную в пункте 5.11 оценку для влияния разрешения по углу вылета на систематику $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, т.е. 0.2%.

Таким образом, погрешности параметров пучка, будучи сложены квадратично, дадут вклад в систематическую погрешность $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ равную 0.43%.

5.13. Параметры теории фоторождения π^0 -мезона

В данном разделе обсуждается влияние неопределённостей различных теоретических параметров, использованных в расчётах для описания фоторождения π^0 -мезона, на полученный результат для сечения и времени жизни π^0 -мезона.

5.13.1. Электромагнитная и ядерная плотности ядер-мишеней

Параметры электромагнитной и ядерной плотностей для ядер использованных мишеней варьировались на величины их ошибок, приводимые в [33] и [34]. Были получены формфакторы для таким образом изменённых функций электромагнитной и ядерной плотностей. Различия результата для времени жизни при варьировании параметров, а также при изменении модели плотности между [33] и [34] не превышали 0.25%.

5.13.2. Сечение и фаза πN взаимодействия

Величина сечения и отношения мнимой и действительной частей амплитуд (определяемого фазой) πN взаимодействия используются для учёта поглощения π^0 -мезонов в ядерной материи. Они были приняты равными 27.6 мбарн и -0.2 соотв. Для того, чтобы оценить насколько точность этих значений влияет на окончательный ответ для времени жизни, проведены дополнительные

расчёты, с изменёнными значениями. Сечение менялось на $\pm 15\%$ (точность величины сечения в [35] составляет 5%), фаза варьировалась произвольно. Изменение окончательного ответа для времени жизни не превышало 0.1%

5.13.3. Распространение фотонов в ядерной материи: shadowing-эффект

Величина ξ в формуле 1.7 (стр. 27) была принята равной 0.25 согласно [23] (этот вклад связан с т.н. адронной структурой фотона, т.к. он обусловлен виртуальным переходом γ -кванта в векторный мезон внутри ядра). В модели векторной доминантности $\xi = 1$. В качестве неопределённости величины ξ взято само его значение, т.е. 0.25 . Изменение результата для времени жизни при вариации $\xi = 0.25 \pm 0.25$ составило 0.5% .

5.13.4. Зависимость амплитуды ядерного когерентного рождения π^0 -мезона от энергии фотона

Использование различных упомянутых параметризаций для амплитуды ядерного когерентного рождения (вида функции f в формуле 1.5, стр. 26), а также вариации параметра α в зависимости амплитуды от энергии фотона: $f \sim E^{1+\alpha}$: $\alpha = 0 \dots 0.5$, не меняют результат для времени жизни π^0 -мезона в пределах 0.1% . На рисунке 5.7 показано относительное изменение результата для величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ от параметра α , используемого в расчётах, в качестве фитирующей функции взята парабола $y = const + c(\alpha - \alpha_{max})^2$. Заметим, что для α в работе [62] было получено значение 0.2 ± 0.08 при малых переданных импульсах ([62] рис. 4, стр. 1940).

5.13.5. Некогерентное рождение π^0 -мезона: модельная зависимость

Вариации параметров и моделей некогерентного рождения π^0 -мезона практически не меняют извлекаемую в анализе величину времени жизни π^0 -мезона.

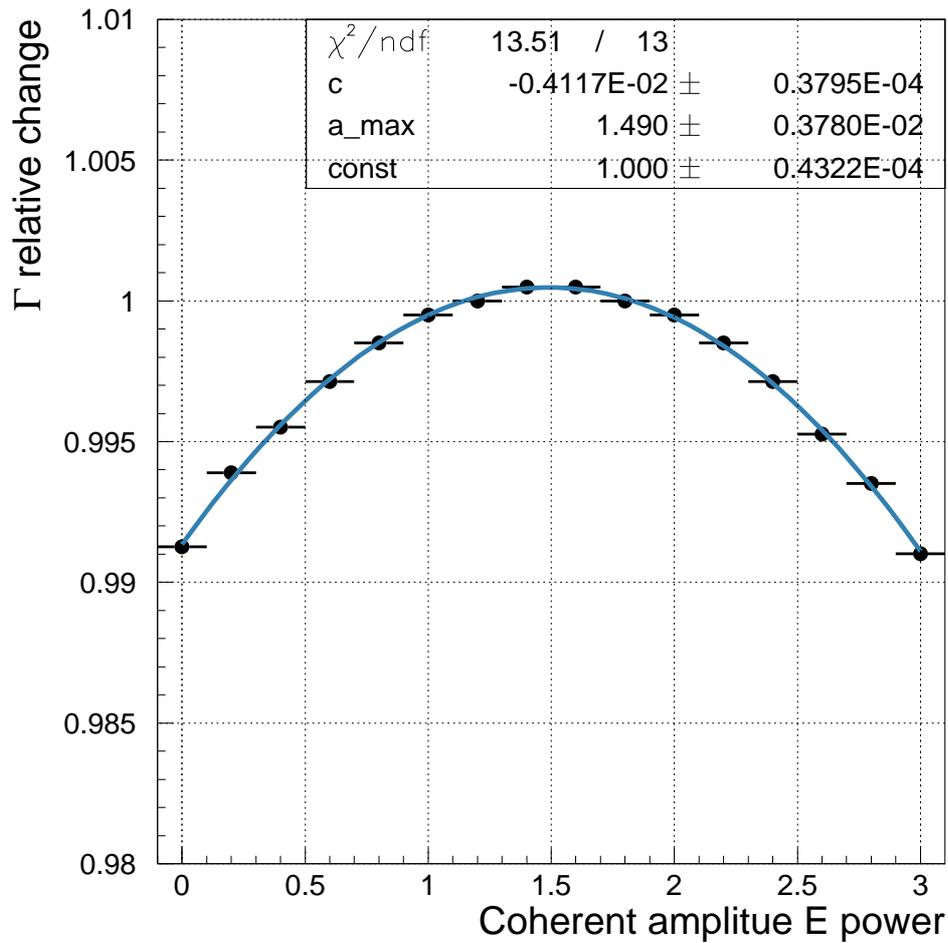


Рис. 5.7. Относительное изменение результата для $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ в зависимости от параметра амплитуды ядерного когерентного рождения α (формула 1.5)

Например, при изменении использованной нами модели [27] на расчёты [63] или исключение из анализа члена для перерассеяния некогерентных π^0 -мезонов (формула 1.15, стр. 32), дают сходные значения для времени жизни в пределах 0.1%. Последняя величина и использовалась нами как мера зависимости результата от параметров процесса некогерентного фоторождения.

Отметим, что некогерентное рождение в кулоновском поле ядра (кулоновское рождение с возбуждением ядра) даёт вклад в сечение порядка 10^{-7} от примаковского (см. [17], стр. 9–10) и не рассматривалось нами.

Подытоживая совокупное влияние неопределённостей параметров теории фоторождения π^0 -мезона и суммируя квадратично вышеперечисленные оценки, получим вклад в систематическую ошибку 0.6%.

5.14. Суммарная систематическая погрешность для сечения фоторождения и $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$

Все составляющие систематической погрешности $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ для удобства сведены в Таблицу 5.4.

Вклад в систематику от случайных совпадений триггера и вычитания фона ω - и ρ -мезонов, для свинцовой мишени несколько меньше, чем для углеродной, а остальные составляющие практически равны для углерода и свинца. Все составляющие, как независимые, были квадратично сложены для получения суммарной систематической погрешности. Как видно из таблицы, основными являются определение потока пучковых фотонов и процедура фитирования, применяемая для выделения сигнала упругих π^0 -мезонов. Вклад только этих двух компонент равен 1.8%. Остальные компоненты, будучи сложены (квадратично), дают погрешность около 1.1%. Полная сист. погрешность $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ равна 2.1% или 0.17 эВ для обеих мишеней.

В систематику измерения дифференциальных сечений не войдут такие составляющие как неопределённость параметров пучка и теории и разрешение по углу вылета π^0 -мезонов, т.к. значения сечения приводятся для усреднённой энергии пучка и измеренных значений угла вылета π^0 -мезонов без процедуры фитирования зависимости выхода от угла. Однако вклад этих составляющих невелик и суммарное значение погрешности для результата по сечениям равно 2.0%. Также отметим, что для времени жизни π^0 -мезона брэнчинг распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ войдёт дважды (формула 1), однако из-за малости его вклада, этим можно пренебречь.

Таблица 5.4. Составляющие сист. погрешности измерения $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$

Составляющая	Величина в %
Параметры мишени	0.3
Поток пучковых фотонов	0.97
Поглощение в мишени	0.1
Эффективность триггера	0.1
Отбор событий	0.45
Брэнчинг распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	0.03
Акцептанс установки	0.3
Функция энергетического отклика калориметра	0.45
Стат. погрешность Монте-Карло	0.23
Процедура фитирования для извлечения выхода π^0 -мезонов	1.5
Случайные совпадения триггера	0.15
Вычитание фона от распадов ω - и ρ -мезонов	0.3
Разрешение по углу вылета π^0 -мезона	0.2
Параметры пучка	0.43
Параметры теории, использованные в расчётах	0.6
Сумма	2.1

Глава 6

Итоговый результат эксперимента PrimEx

Как было отмечено, результат PrimEx получен параллельно двумя группами. Результат первой группы подробно описан в данной работе. Вторая группа во главе с Дастином Макналти (Dustin McNulty) и Ароном Бернштейном (Aron Bernstein) получила результат независимо и одновременно с первой группой. Основное отличие между подходами двух групп – методика выделения упругих π^0 -мезонов (с энергией равной энергии пучка с точностью до пренебрежимой энергии отдачи ядра). Первая группа использовала кинематическую связь на равенство энергии упругого π^0 -мезона энергии пучка для поправки энергий γ -квантов – продуктов распада π^0 -мезона, при этом неупругие π^0 -мезоны автоматически исключались из спектра инвариантных масс. Вторая группа проводила разбиение спектра энергий π^0 -мезонов, после чего извлекала выход π^0 -мезонов, для каждого энергетического отрезка. Зависимость выхода от энергии подвергалась дополнительной процедуре фитирования для выделения событий в упругом пике. Напомним, что все эти процедуры проводились отдельно для событий, принадлежащих к разным угловым интервалам (углам вылета π^0 -мезона). Таким образом, во втором анализе события разделялись по двум признакам: углу вылета пары γ -квантов и энергии пары (двумерное разбиение), а в первом анализе только по углу вылета. После чего в обоих случаях проводилось фитирование спектра инвариантной массы. Во втором анализе фитировалась значительно меньшая статистика из-за деления общего числа событий на существенно большее число подвыборок (из-за дополнительного разбиения по энергии). Ещё одним отличием является выбор кандидата пучковой частицы. В первом анализе бралась одна частица с наилучшим временем совпадения (уменьшение эффективности и незначительное увеличение фона из-за возможного выбора ложных пучковых частиц учитывались отдельно). Во втором ана-

лизе брались все пучковые частицы в определённом временном окне совпадения, после чего проводилось дополнительное вычитание спектров, полученных для больших времен совпадения пучковых частиц, заведомо являющихся фоновыми. Наконец, первая группа использовала меньшую (примерно на 30% чем вторая группа) часть экспериментальной статистики с наиболее стабильной работой электроники и наилучшими параметрами пучка.

Результат данного анализа: $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.70 \pm 0.14 \text{ (стат.)} \pm 0.17 \text{ (сист.)})$ эВ = $7.70 \text{ эВ} \pm 2.8\% \text{ (полн.)}$, отмеченный в [24] как результат анализа группы I, был объединён с результатом, полученным независимо второй группой (группа II в [24]): $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.95 \pm 0.11 \text{ (стат.)} \pm 0.17 \text{ (сист.)})$ эВ. В итоге был получен окончательный результат для двух групп:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7.82 \text{ эВ} \pm 1.8\% \text{ (стат.)} \pm 2.1\% \text{ (сист.)} = 7.82 \text{ эВ} \pm 2.8\% \text{ (полн.)},$$

$$\text{или } \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.82 \pm 0.14 \pm 0.17) \text{ эВ},$$

что даёт для времени жизни π^0 -мезона:

$$\tau(\pi^0) = (8.32 \pm 0.24) \times 10^{-17} \text{ сек.}$$

В качестве статистической погрешности была взята наибольшая (соответствующая погрешности группы I).

Результаты для дифференциальных сечений упругого фоторождения π^0 -мезонов, приводимые в Таблицах Б.1 и Б.2 (стр. 232 и 234), имеют самостоятельное значение, т.к. не зависят от теории процесса фоторождения, привлечение которой необходимо для извлечения радиационной ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Систематическая погрешность для полученных сечений равна 2.0%.

Заключение

В 2004 году был проведён сеанс эксперимента PrimEx по измерению времени жизни нейтрального пиона на установке с пучком меченых γ -квантов и гибридным электромагнитным калориметром, имеющим рекордные параметры разрешения.

Данные сеанса позволили улучшить точность измерения ширины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ [14]: $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7.74 \text{ эВ} \pm 7.4\%$ (предыдущее среднемировое значение) более чем в два с половиной раза: $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7.82 \text{ эВ} \pm 2.8\%$ (полученное в эксперименте PrimEx значение).

Для времени жизни π^0 -мезона результат данного анализа даёт величину $\tau = (8.45 \pm 0.24) \times 10^{-17}$ сек, итоговый результат (объединение групп I и II, [24]) $\tau = (8.32 \pm 0.24) \times 10^{-17}$ сек. Среднемировое значение с учётом результата данного эксперимента [16]: $\tau = (8.52 \pm 0.18) \times 10^{-17}$ сек. Таким образом, учёт данного измерения позволил уменьшить погрешность среднемирового значения времени жизни π^0 -мезона с 0.5×10^{-17} сек до 0.18×10^{-17} сек, т.е. также более, чем в два с половиной раза.

В результате данного анализа были получены сечения упругого фоторождения π^0 -мезона на ядрах углерода-12 и свинца-208 при энергии налетающих фотонов в диапазоне 4.9 – 5.5 ГэВ (приведены в Таблицах Б.1 и Б.2 на стр. 232 и 234). Систематическая погрешность представленных величин угловых дифференциальных сечений 2.0 %.

Литература

1. B.L. Ioffe // Int. J. Mod. Phys. 2006. Vol. A21. P. 6249.
2. B.L. Ioffe, A.G. Oganesian // Phys. Lett. 2007. Vol. B647. P. 389.
3. J.L. Goity, A.M. Bernstein, J.F. Donoghue, B.R. Holstein // Phys. Rev. 2002. Vol. D66. P. 076014.
4. R.M. Barnett et al. // Phys. Rev. 1996. Vol. D54. P. 21.
5. H.W. Atherton et al. Direct Measurement of The Lifetime of The Neutral Pion // Phys. Lett. 1985. Vol. B158.
6. H. Primakoff // Phys. Rev. 1951. Vol. 81. P. 899.
7. G. Bellettini, C. Bemporad, P.L. Braccini, L. Foá // Nuovo Cimento. 1965. Vol. 40. P. 1139.
8. M. Braunschweig, W. Braunschweig, D. Husmann, K. Lübelmeyer, D. Schmitz // Phys. Lett. 1968. Vol. B26. P. 405.
9. В.И. Крышкин, А.Г. Стерлигов, Ю.П. Усов. Время жизни нейтрального пиона // Письма в ЖЭТФ. 1969. Vol. 9. P. 420.
10. В.И. Крышкин, А.Г. Стерлигов, Ю.П. Усов. Измерение времени жизни π^0 -мезона // ЖЭТФ. 1969. Vol. 57. P. 1917.
11. G. Bellettini et al. A new measurement of the π^0 lifetime through the primakoff effect in nuclei // Nuovo Cimento. 1970. Vol. A66. P. 243.
12. A. Browman, J. DeWire, B. Gittelman, K.M. Hanson, D. Larson, E. Loh, R. Lewis. The Decay Width of the Neutral π -Meson // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 1400.

13. D.A. Williams et al. Formation of the pseudoscalars π^0 , η and η' in the reaction $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ // Phys. Rev. 1988. Vol. D38. P. 1365.
14. Amsler, Claude and others. Review of Particle Physics // Phys. Lett. 2008. Vol. B667. P. 1.
15. PrimEx Collaboration. Primex Conceptual Design Report. 2000. PrimEx Note 2. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/PrimEx_CDR.ps.
16. J. Beringer et al. // Phys. Rev. 2012. Vol. D86. P. 010001. URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/listings/rpp2013-list-pi-zero.pdf>.
17. S. Gevorkyan, A. Gasparian, L. Gan, I. Larin and M. Khandaker. Photoproduction of Pseudoscalar Mesons off Nuclei at Forward Angles // Phys. Rev. 2009. Vol. C80. P. 055201.
18. M. M. Kaskulov and U. Mosel. Primakoff production of π^0 , η and η' in the Coulomb field of a nucleus // Phys. Rev. 2011. Vol. C84. P. 065206.
19. T. Bauer, R. Spital, D. Yennie, F. Pipkin // Rev.of Mod.Phys. 1978. Vol. 50. P. 261.
20. M. Braunschweig et al. // Nucl. Phys. 1970. Vol. B20. P. 191.
21. A. Sibirtsev, J. Haidenbauer, S. Krewald, U. G. Meissner and A. W. Thomas. Neutral pion photoproduction at high energies // Eur. Phys. J. 2009. Vol. A41. P. 71–84.
22. J. M. Laget. The Primakoff effect on a proton target // Phys. Rev. 2005. Vol. C72. P. 022202.
23. W. T. Meyer, A. Browman, K. Hanson, A. Osborne, A. Silverman, F. E. Taylor and N. Horwitz. π^0 photoproduction from complex nuclei // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. P. 1344.

24. I.Larin et al. A New Measurement of the π^0 Radiative Decay Width // Phys.Rev.Lett. 2011. Vol. 106. P. 162303.
25. P. Martel, ..., I.Larin et al. Nuclear Targets for a Precision Measurement of the Neutral Pion Radiative Width // NIM. 2009. Vol. A612. P. 46.
26. I.F. Larin. A precision measurement of the neutral Pion lifetime via the Primakoff effect // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2010. — Oct. Vol. 74. P. 1481.
27. S. Gevorkyan, A. Gasparian, L. Gan, I. Larin and M. Khandaker. Incoherent photoproduction of pseudoscalar mesons off nuclei at forward angles // Phys. Part. Nucl. Lett. 2012. Vol. 9. P. 3.
28. M. Kubantsev, I. Larin, A. Gasparian. Performance of the PRIMEX Electromagnetic Calorimeter // Proc. 12th Int. Conf. Calorimetry in High Energy (CALOR 06). Vol. 867. Chicago: AIP Conf. Proc.: 2006. P. 51.
29. И.Ф. Ларин. Измерение времени жизни нейтрального пиона в эксперименте PrimEx // Научная сессия МИФИ-2007. Сборник научных трудов. 2007. P. 99–102.
30. I. Larin. A precision measurement of the neutral pion life time: New results from the PrimEx experiment // Proceedings of 21st Conference New trends in high-energy physics. Kiev, Ukraine: Bogolyubov Inst. Theor. Phys.: 2007. P. 58–64.
31. И.Ф. Ларин. Прецизионное измерение времени жизни нейтрального пиона, основанное на эффекте Примакова // Известия РАН. Серия физическая. 2010. — Июнь. Vol. 74. P. 842.

32. T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie and F. M. Pipkin. The Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions // *Rev. Mod. Phys.* 1978. Vol. 50. P. 261.
33. De Vries, H. and De Jager, C.W. and De Vries, C. Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering // *Atom.Data Nucl.Data Tabl.* 1987. Vol. 36. P. 495–536.
34. E. A. J. M. Offermann, L. S. Cardman, C. W. de Jager, H. Miska, C. de Vries and H. de Vries. Energy dependence of the form-factor for elastic electron scattering from C-12 // *Phys. Rev.* 1991. Vol. C44. P. 1096.
35. A. Citron, W. Galbraith, T. F. Kycia, B. A. Leontic, R. H. Phillips, A. Rousset and P. H. Sharp. Structure in the Pion-Proton Total Cross Section between 2 and 7 GeV/c // *Phys. Rev.* 1966. Vol. 144. P. 1101.
36. R. J. Glauber // *Proceedings of the II International Conference "High Energy Physics and Nuclear Structure"*. Rehovoth.
37. C.W. Leemann, D.R. Douglas, and G.A. Krafft. The continuous electron beam accelerator facility: CEBAF at the Jefferson Laboratory // *Annual Review of Nuclear and Particle Science.* 2001. Vol. 51. P. 413.
38. G. Biallas. Current alignment topics at cebaf. URL: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C8907312/papers/002.PDF>.
39. P. Ambrozewicz. Beam Quality Study. 2007. PrimEx Note 43. URL: http://wwwold.jlab.org/primex/primex_notes/beam-quality/pnote.pdf.
40. P. Martel and R. Miskimen. Analysis of PrimEx Targets. 2004. PrimEx Note 28. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/Primex_target.pdf.
41. A. Gasparian. PWO at Jlab // *Proceedings of conference "Calor 2004"*. Perugia: 2004.

42. E. Auffray et al. // NIM. 2002. Vol. A486. P. 22.
43. В.А. Вишняков. Частные беседы и обсуждения.
44. S. Danagulian. LED Based Light Monitoring System for the PrimEx Experiment at Jefferson Lab // Proceedings of conference "Calor 2002". 2004. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/primex_lms_c.ps.
45. S. Danagulian. The Light Monitoring System. 2007. PrimEx Note. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/Light\Monitoring\System.doc.
46. W. A. Watson, J. Chen, G. Heyes, E. Jastrzembski and D. Quarrie. CODA: A scalable, distributed data acquisition system // Proceedings of conference "8th Real-Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics (RT 93)". Vol. C93-06-08. Vancouver: 1993. P. 296–303.
47. CODA Description. URL: <http://coda.jlab.org>.
48. D.J. Abott et al. CODA Performance in the Real World. URL: http://www.jlab.org/div_dept/admin/publications/papers/99/PHY99-12.pdf.
49. A. Teymurazyan. Photon Flux Determination for a Precision Measurement of the Neutral Pion Lifetime: Ph. D. thesis / University of Kentucky. 2008. PrimEx Note 65.
50. Hess, Bryan K. and Haddox-Schatz, Michael and Kowalski, M. Andrew. The Design and Evolution of Jefferson Lab's Jasmine Mass Storage System. 2005. no. JLAB-PHY-05-10, DOE-ER-40150-3037.
51. Y. Prok. Alignment Procedure for the HyCal Detector. 2005. — March. PrimEx Note 33. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/alignnote.ps.
52. G. A. Akopdzhanov et al. Determination of Photon Coordinates in Hodoscope Cherenkov Spectrometer // NIM. 1977. Vol. 140. P. 441.

53. A. A. Lednev. Electron shower transverse profile measurement // NIM. 1995. Vol. A366. P. 292.
54. S.Gevorkyan, A.Gasparian, L.Gan, I.Larin. Background contribution from omega photoproduction in the experiment Primex. 2007. PrimEx Note 44. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/omegas.ps.
55. I.Larin, A.Gasparian, L.Gan, S.Gevorkyan. The π^0 background from ω and ρ mesons photoproduction in PRIMEX. 2007. PrimEx Note 51. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/omega_note.pdf.
56. T.J.Brodbeck et al. Photoproduction of ω mesons // Nucl. Phys. 1978. Vol. B136. P. 95–114.
57. P.Braccini et al. // Nucl. Phys. 1970. Vol. B24. P. 173.
58. R. Brun et al. Geant: Simulation Program For Particle Physics Experiments. User Guide And Reference Manual // CERN report. 1987. Vol. DD/EE/84-1.
59. D. Romanov, I. Larin, A. Gasparian, L. Gan, M. Khandaker. Analysis of the False Veto Response in the PrimEx Experiment. 2009. PrimEx Note 71. URL: http://www.jlab.org/primex/primex_notes/beam-quality/veto_cut_efficiency_note.pdf.
60. M.J. Berger et al. Photon Cross Sections Database. URL: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.
61. S. Stepanyan et al. Energy calibration of the JLab bremsstrahlung tagging system // NIM. 2007. Vol. A572. P. 654.
62. R. L. Anderson et al. High-Energy π^0 Photoproduction from Hydrogen with Unpolarized and Linearly Polarized Photons // Phys. Rev. 1971. Vol. D4. P. 1937.

63. T. E. Rodrigues et al. Nuclear incoherent photoproduction of π^0 and η from 4 to 12 GeV // Phys. Rev. 2010. Vol. C82. P. 024608.

Приложение А

Выходы упругих π^0 -мезонов по углу вылетаТаблица А.1. Выход π^0 -мезонов по углу для углеродной мишени

УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ [градусы]	ВЫХОД
0.00-0.02	107±11	0.84-0.86	331±20	1.68-1.70	418±23
0.02-0.04	330±19	0.86-0.88	312±19	1.70-1.72	463±23
0.04-0.06	362±15	0.88-0.90	364±20	1.72-1.74	415±22
0.06-0.08	368±20	0.90-0.92	335±19	1.74-1.76	456±23
0.08-0.10	285±27	0.92-0.94	388±21	1.76-1.78	416±23
0.10-0.12	265±16	0.94-0.96	371±21	1.78-1.80	426±22
0.12-0.14	241±18	0.96-0.98	384±21	1.80-1.82	412±22
0.14-0.16	212±12	0.98-1.00	373±21	1.82-1.84	390±21
0.16-0.18	172±14	1.00-1.02	408±22	1.84-1.86	412±23
0.18-0.20	168±12	1.02-1.04	402±21	1.86-1.88	385±21
0.20-0.22	155±14	1.04-1.06	415±22	1.88-1.90	412±22
0.22-0.24	138±13	1.06-1.08	415±24	1.90-1.92	365±21
0.24-0.26	133±13	1.08-1.10	391±22	1.92-1.94	350±20
0.26-0.28	131±13	1.10-1.12	443±24	1.94-1.96	381±21
0.28-0.30	144±14	1.12-1.14	414±22	1.96-1.98	346±20
0.30-0.32	125±12	1.14-1.16	399±23	1.98-2.00	352±20
0.32-0.34	119±13	1.16-1.18	426±22	2.00-2.02	337±20
0.34-0.36	115±13	1.18-1.20	489±24	2.02-2.04	300±19
0.36-0.38	127±13	1.20-1.22	416±22	2.04-2.06	343±20
0.38-0.40	169±15	1.22-1.24	505±24	2.06-2.08	326±20
0.40-0.42	141±14	1.24-1.26	443±23	2.08-2.10	302±19

продолжение таблицы на следующей странице

Продолжение таблицы А.1

УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ [градусы]	ВЫХОД
0.42-0.44	135±14	1.26-1.28	513±24	2.10-2.12	303±19
0.44-0.46	163±15	1.28-1.30	460±23	2.12-2.14	265±18
0.46-0.48	185±15	1.30-1.32	535±24	2.14-2.16	286±18
0.48-0.50	152±12	1.32-1.34	474±24	2.16-2.18	226±17
0.50-0.52	171±15	1.34-1.36	536±25	2.18-2.20	230±16
0.52-0.54	192±15	1.36-1.38	507±24	2.20-2.22	239±16
0.54-0.56	198±15	1.38-1.40	488±23	2.22-2.24	217±16
0.56-0.58	190±16	1.40-1.42	499±24	2.24-2.26	204±16
0.58-0.60	169±14	1.42-1.44	512±24	2.26-2.28	189±15
0.60-0.62	198±16	1.44-1.46	528±24	2.28-2.30	171±14
0.62-0.64	203±17	1.46-1.48	490±24	2.30-2.32	201±22
0.64-0.66	219±17	1.48-1.50	504±24	2.32-2.34	127±13
0.66-0.68	243±17	1.50-1.52	518±25	2.34-2.36	150±14
0.68-0.70	203±15	1.52-1.54	465±24	2.36-2.38	157±14
0.70-0.72	211±16	1.54-1.56	450±23	2.38-2.40	126±13
0.72-0.74	269±18	1.56-1.58	482±24	2.40-2.42	117±12
0.74-0.76	279±18	1.58-1.60	506±24	2.42-2.44	137±13
0.76-0.78	272±19	1.60-1.62	496±24	2.44-2.46	128±13
0.78-0.80	285±19	1.62-1.64	504±26	2.46-2.48	88±11
0.80-0.82	277±17	1.64-1.66	460±23	2.48-2.50	110±12
0.82-0.84	269±18	1.66-1.68	463±23	2.50-2.52	93±11

Таблица А.2. Выход π^0 -мезонов по углу для свинцовой мишени

УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ [градусы]	ВЫХОД
0.00-0.02	98±10	0.84-0.86	37± 7	1.68-1.70	12± 4
0.02-0.04	299±18	0.86-0.88	24± 6	1.70-1.72	9± 4
0.04-0.06	340±19	0.88-0.90	20± 6	1.72-1.74	6± 3
0.06-0.08	298±17	0.90-0.92	21± 6	1.74-1.76	14± 4
0.08-0.10	271±17	0.92-0.94	18± 6	1.76-1.78	11± 3
0.10-0.12	235±16	0.94-0.96	26± 5	1.78-1.80	10± 4
0.12-0.14	170±15	0.96-0.98	18± 5	1.80-1.82	10± 4
0.14-0.16	166±14	0.98-1.00	15± 5	1.82-1.84	9± 4
0.16-0.18	127±10	1.00-1.02	13± 6	1.84-1.86	11± 4
0.18-0.20	116±12	1.02-1.04	15± 5	1.86-1.88	5± 3
0.20-0.22	116±12	1.04-1.06	8± 4	1.88-1.90	7± 4
0.22-0.24	114±11	1.06-1.08	11± 4	1.90-1.92	8± 4
0.24-0.26	112±10	1.08-1.10	13± 4	1.92-1.94	0± 2
0.26-0.28	83±10	1.10-1.12	6± 4	1.94-1.96	8± 4
0.28-0.30	66± 8	1.12-1.14	20± 6	1.96-1.98	10± 4
0.30-0.32	80±10	1.14-1.16	1± 3	1.98-2.00	4± 3
0.32-0.34	68± 7	1.16-1.18	9± 4	2.00-2.02	4± 2
0.34-0.36	61±10	1.18-1.20	8± 4	2.02-2.04	5± 3
0.36-0.38	75± 8	1.20-1.22	8± 5	2.04-2.06	1± 2
0.38-0.40	65± 9	1.22-1.24	5± 4	2.06-2.08	4± 3
0.40-0.42	54± 9	1.24-1.26	6± 3	2.08-2.10	8± 4
0.42-0.44	48± 8	1.26-1.28	3± 3	2.10-2.12	11± 4
0.44-0.46	60± 9	1.28-1.30	4± 3	2.12-2.14	9± 3
0.46-0.48	70±10	1.30-1.32	2± 3	2.14-2.16	2± 2

продолжение таблицы на следующей странице

Продолжение таблицы А.2

УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ, [градусы]	ВЫХОД	УГОЛ [градусы]	ВЫХОД
0.48-0.50	69± 9	1.32-1.34	9± 4	2.16-2.18	4± 3
0.50-0.52	37± 6	1.34-1.36	6± 4	2.18-2.20	2± 1
0.52-0.54	52± 8	1.36-1.38	2± 2	2.20-2.22	2± 2
0.54-0.56	62± 9	1.38-1.40	8± 4	2.22-2.24	1± 2
0.56-0.58	46± 8	1.40-1.42	6± 4	2.24-2.26	2± 2
0.58-0.60	50± 7	1.42-1.44	5± 3	2.26-2.28	4± 1
0.60-0.62	59± 9	1.44-1.46	5± 4	2.28-2.30	7± 3
0.62-0.64	61± 9	1.46-1.48	0± 2	2.30-2.32	0± 1
0.64-0.66	45± 6	1.48-1.50	9± 4	2.32-2.34	2± 2
0.66-0.68	57± 8	1.50-1.52	7± 4	2.34-2.36	0± 1
0.68-0.70	47± 8	1.52-1.54	3± 3	2.36-2.38	4± 2
0.70-0.72	37± 8	1.54-1.56	10± 4	2.38-2.40	1± 2
0.72-0.74	36± 7	1.56-1.58	4± 3	2.40-2.42	3± 2
0.74-0.76	34± 7	1.58-1.60	8± 3	2.42-2.44	0± 1
0.76-0.78	37± 7	1.60-1.62	7± 4	2.44-2.46	1± 2
0.78-0.80	41± 9	1.62-1.64	10± 4	2.46-2.48	1± 2
0.80-0.82	38± 7	1.64-1.66	10± 4	2.48-2.50	0± 2
0.82-0.84	46± 8	1.66-1.68	10± 4	2.50-2.52	0± 1

Приложение Б

Дифференциальные сечения фоторождения π^0 -мезонов по углу вылета

Таблица Б.1. Диф. сечение, фоторождения π^0 -мезонов для углерода-12

угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]
0.00-0.02	3.9±0.4	0.84-0.86	13.2±0.8	1.68-1.70	23.0±1.2
0.02-0.04	11.9±0.7	0.86-0.88	12.5±0.8	1.70-1.72	25.9±1.3
0.04-0.06	13.1±0.5	0.88-0.90	14.7±0.8	1.72-1.74	23.5±1.3
0.06-0.08	13.3±0.7	0.90-0.92	13.6±0.8	1.74-1.76	26.2±1.3
0.08-0.10	10.3±1.0	0.92-0.94	15.9±0.9	1.76-1.78	24.3±1.3
0.10-0.12	9.6±0.6	0.94-0.96	15.3±0.9	1.78-1.80	25.3±1.3
0.12-0.14	8.7±0.6	0.96-0.98	15.9±0.9	1.80-1.82	24.8±1.3
0.14-0.16	7.7±0.4	0.98-1.00	15.5±0.9	1.82-1.84	23.9±1.3
0.16-0.18	6.3±0.5	1.00-1.02	17.0±0.9	1.84-1.86	25.7±1.4
0.18-0.20	6.1±0.4	1.02-1.04	16.9±0.9	1.86-1.88	24.5±1.3
0.20-0.22	5.6±0.5	1.04-1.06	17.5±0.9	1.88-1.90	26.7±1.4
0.22-0.24	5.0±0.5	1.06-1.08	17.6±1.0	1.90-1.92	24.1±1.4
0.24-0.26	4.8±0.5	1.08-1.10	16.7±0.9	1.92-1.94	23.6±1.4
0.26-0.28	4.8±0.5	1.10-1.12	19.0±1.0	1.94-1.96	26.3±1.4
0.28-0.30	5.3±0.5	1.12-1.14	17.9±0.9	1.96-1.98	24.4±1.4
0.30-0.32	4.6±0.5	1.14-1.16	17.3±1.0	1.98-2.00	25.4±1.5
0.32-0.34	4.4±0.5	1.16-1.18	18.6±1.0	2.00-2.02	25.0±1.5
0.34-0.36	4.2±0.5	1.18-1.20	21.5±1.0	2.02-2.04	22.8±1.4
0.36-0.38	4.7±0.5	1.20-1.22	18.4±1.0	2.04-2.06	26.8±1.6

продолжение таблицы на следующей странице

Продолжение таблицы Б.1

угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]
0.38-0.40	6.2±0.5	1.22-1.24	22.5±1.1	2.06-2.08	26.1±1.6
0.40-0.42	5.2±0.5	1.24-1.26	19.9±1.0	2.08-2.10	25.0±1.6
0.42-0.44	5.0±0.5	1.26-1.28	23.2±1.1	2.10-2.12	25.8±1.6
0.44-0.46	6.0±0.6	1.28-1.30	20.9±1.0	2.12-2.14	23.3±1.6
0.46-0.48	6.9±0.6	1.30-1.32	24.5±1.1	2.14-2.16	26.0±1.6
0.48-0.50	5.7±0.4	1.32-1.34	21.8±1.1	2.16-2.18	21.3±1.6
0.50-0.52	6.4±0.6	1.34-1.36	24.9±1.1	2.18-2.20	22.5±1.6
0.52-0.54	7.2±0.6	1.36-1.38	23.7±1.1	2.20-2.22	24.3±1.6
0.54-0.56	7.4±0.6	1.38-1.40	23.0±1.1	2.22-2.24	23.0±1.7
0.56-0.58	7.2±0.6	1.40-1.42	23.7±1.1	2.24-2.26	22.5±1.7
0.58-0.60	6.4±0.5	1.42-1.44	24.6±1.2	2.26-2.28	21.8±1.7
0.60-0.62	7.5±0.6	1.44-1.46	25.5±1.2	2.28-2.30	20.6±1.7
0.62-0.64	7.8±0.7	1.46-1.48	23.9±1.2	2.30-2.32	25.4±2.8
0.64-0.66	8.4±0.7	1.48-1.50	24.8±1.2	2.32-2.34	17.0±1.7
0.66-0.68	9.4±0.6	1.50-1.52	25.7±1.2	2.34-2.36	21.0±1.9
0.68-0.70	7.8±0.6	1.52-1.54	23.4±1.2	2.36-2.38	23.1±2.0
0.70-0.72	8.2±0.6	1.54-1.56	22.8±1.2	2.38-2.40	19.5±2.0
0.72-0.74	10.5±0.7	1.56-1.58	24.7±1.2	2.40-2.42	18.9±2.0
0.74-0.76	10.9±0.7	1.58-1.60	26.2±1.3	2.42-2.44	23.4±2.2
0.76-0.78	10.7±0.7	1.60-1.62	26.0±1.3	2.44-2.46	23.1±2.3
0.78-0.80	11.2±0.8	1.62-1.64	26.8±1.4	2.46-2.48	16.6±2.1
0.80-0.82	11.0±0.7	1.64-1.66	24.7±1.2	2.48-2.50	21.9±2.3
0.82-0.84	10.7±0.7	1.66-1.68	25.2±1.3	2.50-2.52	

Таблица Б.2. Диф. сечение, фоторождения π^0 -мезонов для свинца-208

угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]
0.00-0.02	716±75	0.84-0.86	299±59	1.68-1.70	132±49
0.02-0.04	2190±135	0.86-0.88	195±48	1.70-1.72	101±43
0.04-0.06	2492±140	0.88-0.90	166±47	1.72-1.74	74±37
0.06-0.08	2185±127	0.90-0.92	170±49	1.74-1.76	163±47
0.08-0.10	1988±126	0.92-0.94	145±46	1.76-1.78	128±41
0.10-0.12	1725±116	0.94-0.96	216±40	1.78-1.80	116±47
0.12-0.14	1249±107	0.96-0.98	153±45	1.80-1.82	120±54
0.14-0.16	1223±101	0.98-1.00	124±44	1.82-1.84	113±45
0.16-0.18	937±74	1.00-1.02	108±53	1.84-1.86	134±51
0.18-0.20	858±89	1.02-1.04	126±44	1.86-1.88	70±42
0.20-0.22	852±90	1.04-1.06	67±33	1.88-1.90	98±48
0.22-0.24	839±83	1.06-1.08	93±38	1.90-1.92	107±47
0.24-0.26	830±76	1.08-1.10	117±32	1.92-1.94	1±33
0.26-0.28	614±76	1.10-1.12	56±34	1.94-1.96	117±59
0.28-0.30	487±62	1.12-1.14	175±49	1.96-1.98	147±56
0.30-0.32	591±73	1.14-1.16	10±29	1.98-2.00	52±40
0.32-0.34	507±51	1.16-1.18	82±38	2.00-2.02	53±34
0.34-0.36	453±71	1.18-1.20	70±36	2.02-2.04	73±42
0.36-0.38	563±60	1.20-1.22	75±43	2.04-2.06	18±38
0.38-0.40	489±64	1.22-1.24	44±32	2.06-2.08	63±50
0.40-0.42	406±64	1.24-1.26	59±32	2.08-2.10	135±59
0.42-0.44	360±62	1.26-1.28	30±28	2.10-2.12	186±66
0.44-0.46	452±66	1.28-1.30	38±29	2.12-2.14	153±62

продолжение таблицы на следующей странице

Продолжение таблицы Б.2

угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]	угол, [градусы]	сечение, [мкбарн/рад]
0.46-0.48	527±72	1.30-1.32	22±25	2.14-2.16	30±37
0.48-0.50	526±65	1.32-1.34	83±39	2.16-2.18	83±51
0.50-0.52	279±47	1.34-1.36	59±34	2.18-2.20	33±29
0.52-0.54	394±59	1.36-1.38	16±23	2.20-2.22	47±44
0.54-0.56	477±72	1.38-1.40	76±39	2.22-2.24	20±48
0.56-0.58	353±59	1.40-1.42	58±34	2.24-2.26	53±47
0.58-0.60	382±53	1.42-1.44	48±33	2.26-2.28	103±32
0.60-0.62	452±69	1.44-1.46	53±35	2.28-2.30	165±73
0.62-0.64	471±69	1.46-1.48	1±24	2.30-2.32	0±29
0.64-0.66	351±49	1.48-1.50	91±41	2.32-2.34	53±60
0.66-0.68	442±63	1.50-1.52	70±39	2.34-2.36	0±40
0.68-0.70	370±65	1.52-1.54	30±32	2.36-2.38	113±73
0.70-0.72	293±60	1.54-1.56	101±40	2.38-2.40	19±59
0.72-0.74	283±56	1.56-1.58	43±35	2.40-2.42	108±76
0.74-0.76	271±55	1.58-1.60	82±36	2.42-2.44	13±37
0.76-0.78	299±56	1.60-1.62	75±41	2.44-2.46	22±63
0.78-0.80	325±70	1.62-1.64	111±42	2.46-2.48	32±89
0.80-0.82	309±57	1.64-1.66	105±40	2.48-2.50	0±60
0.82-0.84	372±63	1.66-1.68	106±42	2.50-2.52	