



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

98-77
На правах рукописи

Базилевский Александр Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК PbSc
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА
УСТАНОВКИ PHENIX**

01.04.23 - физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 1998

УДК 539.1.07

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г.Протвино).

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук В.И.Кочетков.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук В.Л.Соловьеванов, доктор физико-математических наук А.И.Голутвин.

Ведущая организация – Институт Общей и Ядерной Физики РНЦ “Курчатовский Институт” (г.Москва).

Защита диссертации состоится “_____” 1998 г. в
_____ часов на заседании диссертационного совета Д034.02.01 при ИФВЭ по
адресу: 142284, Протвино Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” 1998 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д034.02.01

Ю.Г.Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 1998

Общая характеристика работы

Актуальность темы. В 1999 году в БНЛ (США) заканчивается строительство ускорителя RHIC, в котором будут сталкивать пучки ионов в широком диапазоне масс (от протонов до ионов золота) с энергией до 100 ГэВ на нуклон. Предполагается, что таких энергий будет достаточно, чтобы создать условия, необходимые для образования кварк-глюонной плазмы (QGP) при центральных столкновениях ионов. Одним из основных экспериментов на ускорителе RHIC является эксперимент PHENIX. Его цель — обнаружение и изучение свойств кварк-глюонной плазмы. В эксперименте предусматривается проведение широкого спектра исследований, основанных на возможности одновременного измерения электронных и мюонных пар, фотонов и заряженных адронов. При этом задача надежной идентификации частиц становится особенно важной.

Электромагнитный калориметр в эксперименте PHENIX играет основную роль в идентификации электронов и фотонов, измерении их координат и энергий, а также участвует в формировании триггера первого и второго уровней. Для выполнения этих задач к калориметру предъявляются определенные требования. Энергетическое и пространственное разрешения детектора непосредственно влияют на способность выделять прямые фотоны и реконструировать распады π^0 - и η -мезонов на пары гамма квантов. Надежная идентификация прямых фотонов и измерение их характеристик являются одним из наиболее мощных методов идентификации кварк-глюонной плазмы и измерения ее свойств в эксперименте PHENIX.

Идентификация электронов и фотонов будет проводиться на основе Time-of-Flight информации, измерения поперечного развития ливня в калориметре и сравнения энерговыделений в калориметре и импульсов заряженных частиц, измеренных в трековой системе детектора. Эффективность этого метода будет определяться энергетическим и временным разрешениями калориметра и его откликом на адроны. Большую роль в идентификации частиц в калориметре будет играть способность разделения перекрывающихся ливней, что особенно важно при множественных событиях, ожидаемых в экспериментах на ускорителе RHIC.

Цель диссертационной работы состояла в исследовании характеристик свинцово-сцинтилляционного калориметра установки PHENIX, разработке алгоритмов и создании пакета программ для анализа данных с калориметра.

На защиту представляются:

1. Результаты калибровки каналов калориметра и сравнения калибровочных коэффициентов, полученных на “поперечных” и “продольных” мюонах и на пучке электронов.
2. Результаты исследования зависимости отклика калориметра от неоднородности светосбора по площади башни калориметра, конечной длины затухания используемых светопроводящих волокон, продольных утечек энергии, шумов электроники и учета этих факторов для минимизации энергетического разрешения калориметра.
3. Разработанный алгоритм определения несмещенной оценки координаты точки входа электронов (фотонов) в калориметр в диапазоне углов падения частиц в калориметр $0^0 \div 20^0$; результаты исследования зависимости координатного разрешения калориметра от энергий и углов падения электронов (фотонов) в калориметр.
4. Разработанная методика для реконструкции и разделения перекрывающихся электромагнитных ливней в калориметре при углах падения электронов (фотонов) в калориметр в диапазоне $0^0 \div 20^0$.
5. Результаты исследования эффективности восстановления инвариантной массы двух фотонов, образовавшихся от распадов π^0 - и η -мезонов, во время тестовых испытаний супермодуля калориметра на пучке.
6. Результаты исследования зависимости энерговыделения заряженных адронов в калориметре от их импульса; результаты исследования эффективности e/π режекции на основе измерения поперечного развития ливня в калориметре, E/p -соответствии, на различии в координатном разрешении калориметра при регистрации электронов и адронов.
7. Результаты исследования зависимости временного отклика и временного разрешения калориметра от типа частиц и энерговыделения в башне.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- Проведено комплексное исследование характеристик PbSc калориметра типа “шашлык” с волоконным съемом света в зависимости от энергий и углов падения электронов (фотонов) в калориметр.
- Разработан алгоритм определения несмещенной оценки координаты точки входа электронов (фотонов) в калориметр при их неортогональном падении в калориметр; получена параметризация координатного разрешения калориметра в диапазоне углов падения частиц в калориметр $0^0 \div 20^0$.
- Исследованы особенности восстановления энергий электромагнитных ливней при неортогональном падении электронов (фотонов) в калориметр.

- Разработан метод реконструкции и разделения перекрывающихся электромагнитных ливней в калориметре при углах падения электронов (фотонов) в калориметр в диапазоне $0^0 \div 20^0$.
- Предложен метод вычисления χ^2 для электромагнитных ливней, который позволил эффективно подавлять адронный фон (в $10 \div 100$ раз) при энерговыделении частиц в калориметре $> 1,5$ ГэВ.
- Изучена зависимость временного отклика и временного разрешения калориметра от типа частиц и энерговыделения в башне.

Практическая ценность. Полученные параметризации энергетического, пространственного и временного разрешений калориметра позволяют оценить его способность к выполнению конкретных физических задач. Результаты исследований скорости сходимости итерационного метода вычисления калибровочных коэффициентов позволяют оценить статистику калибровочных электронов, необходимую для получения определенной точности калибровочных коэффициентов каналов калориметра. Учет неоднородности светосбора по площади башни калориметра позволил существенно уменьшить постоянный член в энергетическом разрешении калориметра. Учет нелинейности в энергетических измерениях калориметра, связанной с затуханием света в светопроводящих волокнах, шумами электроники и установленными порогами в каждом канале, позволяет избежать систематических ошибок в измерениях энергий электронов (фотонов) в калориметре.

Измеренная и параметризованная функция энерговыделения и флуктуаций энерговыделения в отдельной башне при попадании электрона (фотона) в калориметр, используемая при вычислении χ^2 , позволила: а) существенно расширить динамический диапазон калориметра для симметричных распадов π^0 -мезонов в область больших поперечных импульсов; б) эффективно разделять электроны (фотоны) и адроны при импульсах частиц > 1 ГэВ/с. Учет зависимости временного отклика калориметра от типа и энергии частиц позволил минимизировать временное разрешение калориметра, что дает возможность эффективно подавлять адронный фон вплоть до импульсов частиц 1 ГэВ/с.

Апробация результатов и публикации. Диссертация написана на основе работ, выполненных в Отделе нейтринной физики ИФВЭ и в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) с 1993 по 1998 гг. при разработке, создании и тестировании свинцово-циннилляционного калориметра установки PHENIX. Работы, составляющие основное содержание диссертации [1÷7], опубликованы в виде препринтов ИФВЭ, статей в журналах “Приборы и техника эксперимента” и “IEEE Transactions on Nuclear Science”. Результаты работы были представлены на 5-й Международной конференции по калориметрии (1994 г., США), на Международной конференции “Quark Matter 97” (Япония), докладывались на международных рабочих совещаниях по проекту PHENIX в Протвино — 1993 г., Владимире — 1995 г. и в БНЛ — 1997 и 1998 гг.

Объем и структура диссертации. Работа изложена на 86 страницах, состоит из введения, восьми глав и заключения, содержит 42 рисунка, 2 таблицы и список цитируемой литературы из 61 наименования.

Содержание работы

В первой главе сформулированы цели эксперимента PHENIX, кратко описаны детекторы установки, представлены их основные задачи и характеристики. Определена роль и описана конструкция свинцово-сцинтилляционного калориметра установки PHENIX. Рассмотрены физические процессы, лежащие в основе электромагнитной калориметрии. Представлены основные параметры, описывающие структуру электромагнитного ливня в веществе. Представлена схема экспериментальной установки для тестирования супермодуля на пучке. Коротко описана программа моделирования отклика калориметра на основе пакета GEANT.

Все компоненты установки PHENIX могут быть объединены в три большие подсистемы: центральная, мюонная и внутренняя. В **центральную** подсистему входят дрейфовые камеры, черенковские детекторы (RICH), падовые камеры, времяпроекционные камеры, время-пролетная система и электромагнитный калориметр. Ее назначение — измерение траектории и импульсов заряженных частиц, измерение энергии электронов и фотонов, идентификация частиц. **Мюонная** подсистема включает в себя два плеча, северное и южное, она служит для измерения характеристик мюонов. Для этого используются мюонный магнит, создающий радиальное магнитное поле и система многослойных дрейфовых камер. Мюонный идентификатор включает в себя бетонные поглотители и плоскости стриммерных трубок. К элементам **внутренней** подсистемы относятся два пучковых черенковских счетчика и полупроводниковый вершинный детектор. Они обеспечивают точное измерение момента времени и координаты вершины взаимодействия, а также множественности частиц в событии и находятся непосредственно в поле действия центрального магнита, создающего аксиальное магнитное поле, что служит для измерения импульсов заряженных частиц.

Электромагнитный калориметр установки PHENIX состоит из двух частей: свинцово-сцинтилляционного PbSc сэмплинг калориметра типа “шашлык” с волоконным съемом света и PbGl калориметра из свинцового стекла. Восемь секторов калориметра (2 PbGl и 6 PbSc), каждый размером $4 \times 2 \text{ м}^2$, расположены на расстоянии $\approx 5 \text{ м}$ от оси пучка. Электромагнитный калориметр в эксперименте PHENIX играет основную роль в идентификации электронов и фотонов, измерении их координат и энергий, а также участвует в формировании триггера первого и второго уровней.

Конструктивной единицей PbSc калориметра является модуль с поперечными размерами $11,07 \times 11,07 \text{ см}^2$. Общий вид модуля показан на рис. 1. Модуль состоит из четырех оптически независимых башен. Каждая башня состоит из 66 последовательных слоев сцинтилляционных пластин толщиной 4 мм, белой светоотражающей бумаги TYVEK и 1,5-мм свинцовых пластин. Оптическая независимость

башен осуществляется светоотражающим слоем алюминия, напыленным в вакууме на боковые поверхности сцинтилляционных пластин. Общая длина модуля составляет приблизительно $18 \cdot X_0$ (радиационная длина в модуле PbSc калориметра 2 см). По всей глубине каждой башни имеются 36 сквозных отверстий диаметром около 1,5 мм, в которые заведены спектросмещающие волокна BCF-99(29A) с диаметром 1,0 мм. С передней стороны модуля волокна изгибаются, образуя петлю. С обратной стороны каждой башни формируется пучок волокон, который полируется и состыковывается с фотокатодом фотоприемника. В качестве фотоприемника используется ФЭУ-115М. В калориметре используется лазерная система мониторирования: в центр каждого модуля вставлен ПММА-стержень диаметром 2 мм с диффузионной поверхностью, распределяющий ультрафиолетовый свет от лазера между башнями модуля.

Сборочной единицей PbSc калориметра является супермодуль, состоящий из матрицы 6×6 модулей ($=12 \times 12$ башен). Весь PbSc калориметр эксперимента PHENIX будет состоять из 6 секторов с размерами $2 \times 4 \text{ м}^2$, каждый из которых представляет из себя матрицу 6×3 супермодулей.

Полное число каналов PbSc калориметра 15552. Общая площадь, перекрываемая калориметром, составляет около 50 м^2 .

Исследование свойств электромагнитного калориметра проводилось на тестовом пучке ускорителя AGS (БНЛ) в сеансах 1994–1997 гг. С помощью двух сцинтилляционных счетчиков T1 и T2 измерялось время пролета частиц с точностью ~ 120 пс на базе около 12 метров. На основе этого проводились $e/\mu/\pi/K/p$ идентификация и точное определение импульса частиц. Дрейфовая проволочная камера, установленная на расстоянии 0,5 м от калориметра, обеспечивала измерение координат заряженных частиц с точностью 0,3 мм. Veto счетчики отсекали события, когда частицы не попадали в аксептанс установки.

Импульс пучка, на котором проводились тестовые испытания калориметра, изменялся в пределах $0,3 \div 7 \text{ ГэВ/с}$. Размеры облучаемой области на поверхности калориметра составляли около $3,5 \div 3,5 \text{ см}^2$.

Супермодуль калориметра был помещен на движущуюся платформу, которая позволяла менять положение детектора относительно пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях.

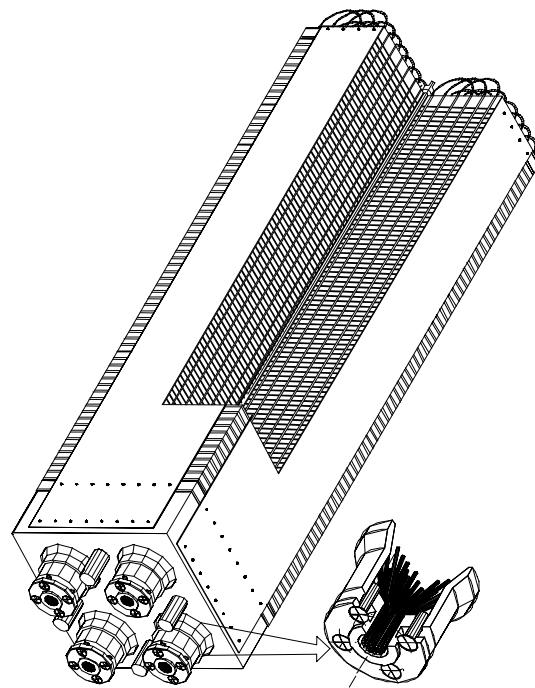


Рис. 1. Общий вид модуля калориметра.

Для лучшего понимания работы калориметра и предсказания его поведения при других энергиях и углах параллельно с экспериментальными исследованиями его характеристик проводилось изучение его свойств методом Монте-Карло. Для этого использовался пакет GEANT3.21. Была заложена полная геометрия калориметра с учетом его сэндвич структуры, отверстий в пластинах, вещества между модулями.

Во второй главе представлены результаты калибровки каналов калориметра на космических мюонах, а также на “продольных” и “поперечных” мюонах во время сеансов на тестовом пучке. Подробно обсуждается алгоритм вычисления калибровочных коэффициентов при калибровке калориметра на пучке электронов.

Перед тестовыми испытаниями супермодуля электромагнитного калориметра на пучке были выполнены его предварительная настройка и калибровка на космических мюонах. Система запуска электроники была организована так, чтобы выделять мюоны, падающие перпендикулярно оси супермодуля. Вычисление калибровочных констант в каждой башне было выполнено по пику, соответствующему наиболее вероятному энерговыделению в канале, которое составляло 38 МэВ. Точность полученных таким образом калибровочных коэффициентов была лучше 4%, что вполне достаточно для целей настройки детектора и выравнивания коэффициентов усиления каналов.

При калибровке на мюонах во время сеанса на ускорителе AGS набор статистики производился в фоновом режиме — супермодуль был вынесен за пределы пучка. Была проведена калибровка сначала на поперечных (перпендикулярно оси модулей), а потом на продольных (параллельно оси модулей) мюонах. В каждом канале детектора была набрана статистика энерговыделений от мюонов и определено положение пика, по которому и определялись калибровочные коэффициенты. Характерный спектр от мюонов, поперечных и продольных, показан на рис. 2.

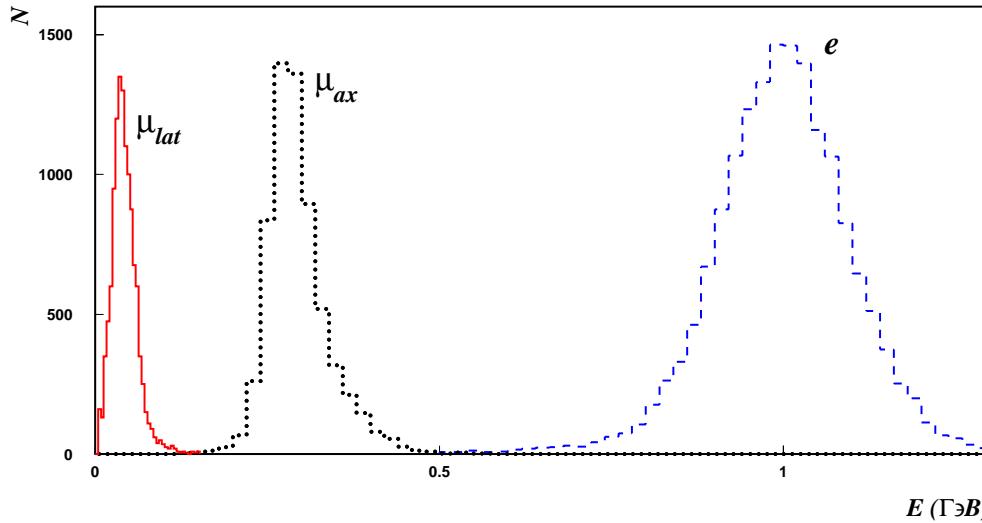


Рис. 2. Спектры энерговыделений в калориметре от электронов с энергией 1 ГэВ (e) и в отдельной башне от поперечных (μ_{lat}) и продольных (μ_{ax}) мюонов; нормировка — на среднее энерговыделение от электронов с энергией 1 ГэВ.

Для вычисления калибровочных коэффициентов при калибровке на пучке электронов использовался итерационный метод. Калибровочный коэффициент здесь определялся как среднее значение амплитуды сигнала со счетчика при условии, что вся энергия выделилась в нем одном. Пусть E_k — энергия, выделившееся в k -том счетчике; A_k — амплитуда сигнала в этом счетчике. Тогда калибровочный коэффициент c_k связывает эти величины следующим соотношением:

$$E_k = E_b \cdot A_k / c_k, \quad (1)$$

здесь E_b — средняя энергия электронов.

Вычисление калибровочных коэффициентов проводилось после каждого калибровочного события по рекуррентной формуле

$$c_i^{(n+1)} = c_i^{(n)} \cdot \left(1 + \left(\sum_k A_k / c_k^{(n)} - 1\right) \cdot W_i / S_i\right), \quad (2)$$

$S_i = \sum W_i$ (суммирование проводится по всем событиям). На основе событий, смоделированных методом Монте-Карло, были исследованы три функции для вычисления веса:

- 1) $W_i^{(1)} = \text{const} \cdot A_i^2,$
 - 2) $W_i^{(2)} = E_i / \sum_k E_k,$
 - 3) $W_i^{(3)} = (E_i / \sum_k E_k)^2.$
- (3)

Точность вычисления калибровочных коэффициентов ε_c в зависимости от среднего количества калибровочных электронов N_e , попавших в каждую из башен калориметра, хорошо описывается зависимостью

$$\varepsilon_c = \frac{a}{\sqrt{N_e}}. \quad (4)$$

Параметр a зависит от разброса калибровочных коэффициентов (коэффициентов усиления) в башнях калориметра. Оказалось, что метод с использованием веса $W^{(2)}$ сходится гораздо медленнее, чем другие два. На скорость сходимости процедуры (2) будет влиять также присутствие адронов в пучке электронов. Скорость сходимости итерационного метода с использованием весов $W^{(1)}$ практически не изменяется вплоть до 10%-ой “загрязненности” пучка (в данном случае при калибровке на пучке с импульсом 1 ГэВ/с). Влияние адронного фона на результаты метода будет тем меньше, чем выше импульс пучка, используемого при калибровке.

Окончательно для калибровки на электронах был выбран итерационный метод вычисления калибровочных коэффициентов, где в качестве веса использовалась функция $W_i = A_i^2$.

Во время испытаний супермодуля на тестовом пучке ускорителя AGS была проведена калибровка на пучке электронов с энергией 1 ГэВ. Для этого калориметр был равномерно облучен по всей площади со статистикой, обеспечивающей

вычисление калибровочных коэффициентов с точностью $\sim 2\%$. Реконструированный с помощью вычисленных коэффициентов электронный пик показан на рис. 2. Энергетическое разрешение калориметра при 1 ГэВ оказалось порядка 8%.

Третья глава посвящена задаче измерения энергии электронов и фотонов в калориметре. Представлены результаты измерения поперечной структуры электромагнитных ливней в калориметре. Изучены факторы, влияющие на величины измеренных в калориметре энерговыделений, такие как: неоднородность светосбора по площади башни калориметра, конечная длина затухания используемых светопроводящих волокон, продольные утечки энергии, шумы электроники. Обсуждаются особенности измерения энергий электронов и фотонов при их неортогональном падении в калориметр. Измерено и параметризовано энергетическое разрешение калориметра в зависимости от энергии электронов (фотонов), изучены вклады различных факторов в энергетическое разрешение.

При ортогональном падении электронов (фотонов) в калориметр поперечная структура ливня не изменяется с энергией частицы. При попадании в центр ячейки в ней выделяется около 83% энергии ливня, что соответствует радиусу Мольера ~ 3 см. За границы матрицы 3×3 башен утекает в среднем $\sim 4\%$ энергии ливня. Экспериментально измеренный поперечный профиль ливня (плотность распределения энергии ливня) хорошо вписывается в двухэкспоненциальную модель

$$A(X) = A_1 \exp(-|X|/b_1) + A_2 \exp(-|X|/b_2) \quad (5)$$

с параметрами наклона $b_1 \sim 4,5$ мм и $b_2 \sim 18$ мм ($A_1/A_2 \sim 5$).

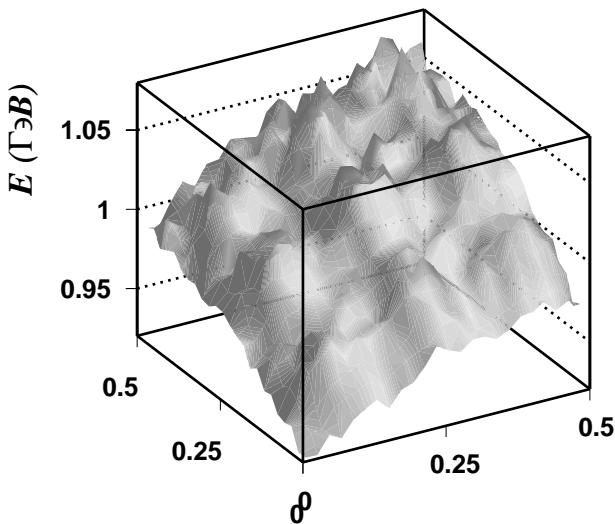


Рис. 3. Карта отклика калориметра на 1 ГэВ электрон, приведенная к четверти башни, точка с координатами $(0.5, 0.5)$ соответствует центру башни.

Для измерения зависимости отклика калориметра от координаты точки попадания частицы центральная зона супермодуля (приблизительно 6 башен) была облучена на пучке электронов с энергией 1 ГэВ. Координаты точки входа электронов измерялись с помощью проволочной камеры с точностью лучше 0,3 мм. Результаты, приведенные к четверти башни, показаны на рис. 3. После сглаживания и фитирования этой поверхности двухмерной полиномиальной функцией удалось выделить на ее фоне эффект наличия спектросмещающих волокон (на четверти башни их 9), величина которого составила около $1,5 \div 2\%$.

Полученную зависимость отклика калориметра от координаты точки попадания электрона (фотона) можно ис-

пользовать для коррекции измеренных в калориметре величин энергии электромагнитных ливней, получая информацию о координате частицы из трековых детекторов (в случае с электроном), либо восстанавливая ее по энерговыделениям в ячейках самого калориметра (электроны, фотоны). Такая процедура существенно уменьшает постоянный член в формуле для энергетического разрешения калориметра.

В детекторах с ячеистой структурой, таких как электромагнитный калориметр установки PHENIX, на результаты измерений большое влияние могут оказывать шумы регистрирующей электроники, особенно при регистрации сигналов низкого уровня. Эти эффекты могут приводить не только к ухудшению разрешения калориметра, но и к систематическим сдвигам в измерениях энергии частиц.

Влияние нелинейностей, связанных с шумами электроники, на восстановленную инвариантную массу двух гамма-квантов от распада π^0 -мезонов показано на рис. 4. Моделирование производилось для трех значений энергии пиона: 3; 5 и 10 ГэВ. Для энергий пиона 3 и 5 ГэВ были также получены экспериментальные результаты. Шумы электроники в энергетическом эквиваленте составляли $4 \div 5$ МэВ на канал. Эффектов нелинейности удается избежать при порогах $1,5 \div 2\sigma_{noise}$.

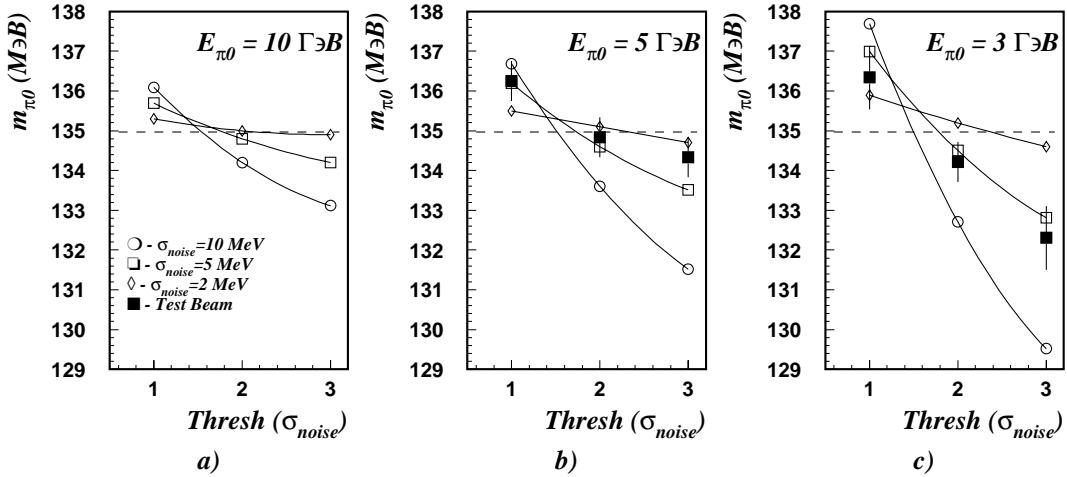


Рис. 4. Величина восстановленной инвариантной массы двух гамма-квантов от распада π^0 -мезона в зависимости от шумов электроники и установленных порогов в каждом канале для π^0 -мезонов с энергией **a**) 10 ГэВ; **b**) 5 ГэВ и **c**) 3 ГэВ. Темными точками показаны экспериментальные результаты.

Как показало моделирование, нелинейность калориметра при измерениях энергий электромагнитных ливней, связанную с затуханием света в светопроводящих волокнах, можно рассматривать как результат затухания света от медианы каскадной кривой до ФЭУ. Тогда кривую энергетической нелинейности можно аппроксимировать функцией

$$\frac{E_{EMC}}{E_{nominal}} = f_{\lambda_{att}}(E) = E^{\frac{\lambda_0}{\lambda_{att}}}, \quad E \text{ (ГэВ)}, \quad (6)$$

здесь $X_0 \sim 2$ см — радиационная длина; λ_{att} — длина затухания света в модуле калориметра. Значение λ_{att} , определенное по экспериментальным точкам, составило ~ 120 см.

Увеличение поперечных размеров ливня в проекции на плоскость калориметра при ненулевом угле падения частицы приводит к сглаживанию неоднородности отклика калориметра по площади башни. При угле $\sim 20^0$ зависимость отклика калориметра от координаты X практически полностью исчезает (угол падения частиц изменялся в плоскости XZ).

Энергетическое разрешение калориметра хорошо параметризуется в виде

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{7,35\%}{\sqrt{E}} \oplus 2,1\% \quad (7)$$

Первый член включает в себя сэмплинг флуктуации и статистику фотоэлектронов $\sim 1600 \Gamma \text{э}B^{-1}$, второй описывает эффекты, связанные с флуктуациями продольных утечек энергии за пределы калориметра, с затуханием света в светопроводящих волокнах.

Энергетическое разрешение калориметра практически не изменяется в диапазоне углов входа частицы в калориметр $0^0 \div 20^0$.

В четвертой главе представлены результаты исследования координатного разрешения электромагнитного калориметра, обсуждаются особенности восстановления координат электронов (фотонов) при их неортогональном падении в калориметр.

Простейшим алгоритмом определения координат гамма-квантов и электронов (позитронов) высокой энергии в ячеистом калориметре является измерение центра тяжести ливня X_{CG} :

$$X_{CG} = \sum x_i w_i / \sum w_i, \quad w_i = E_i, \quad (8)$$

где x_i , E_i — координаты центра и величина сигнала для i-ой ячейки. В одноэкспоненциальной модели поперечного профиля ливня можно получить следующее выражение для центра тяжести ливня в зависимости от координаты оси ливня t относительно центра ячейки (в единицах h):

$$X_{CG} = \frac{1}{2} \cdot \frac{sh \frac{t}{b}}{sh \frac{1}{2b}}, \quad |t| \leq \frac{1}{2}, \quad (9)$$

здесь b — параметр затухания в одноэкспоненциальной модели поперечного профиля ливня (ширина ливня). Делая обратное преобразование, получаем

$$X_{ASH} \equiv t = b \cdot arcsh(2 \cdot X_{CG} \cdot sh(\frac{1}{2b})), \quad |X_{CG}| \leq \frac{1}{2}, \quad (10)$$

здесь начало системы координат помещено в центр ячейки, содержащей центр тяжести ливня X_{CG} .

Можно воспользоваться модифицированным определением центра тяжести ливня, в котором используются веса, зависящие от энергии не линейно, а логарифмически:

$$X_{LOG} = \sum x_i w_i^* / \sum w_i^*, \quad w_i^* = \max(0, w_0 + \ln \frac{E_i}{\sum E_k}), \quad (11)$$

w_0 — свободный параметр, его роль двоякая. Первое — он устанавливает порог на долю общей энергии ливня, выделившейся в башне, для того, чтобы канал начал вносить свой вклад в вычисление координаты (11). Второе — он регулирует вклад периферии ливня в координатные измерения.

Параметры b и w_0 в формулах (10) и (11) могут быть найдены из минимизации среднего по ячейке пространственного разрешения калориметра σ_x . Для формулы (10) наилучшее разрешение достигается при значении $b \sim 8,5$ мм, которое практически не зависит от энергии. Значение параметра w_0 , при котором координатное разрешение достигает минимума, имеет тенденцию к росту при увеличении энергии ливня. При энергии фотонов 1 ГэВ $w_0 \sim 3,9$.

Формулы (10) и (11) дают практически одинаковое среднее по калориметру координатное разрешение, которое хорошо параметризуется в виде

$$\sigma_x(E) = 1.55 + \frac{5.7}{\sqrt{E(\Gamma \text{эВ})}} \text{ (мм).} \quad (12)$$

При ненулевом угле падения электронов (фотонов) в калориметр на поперечном распределении энерговыделения ливня в проекции на плоскость калориметра начинают сказываться особенности формы каскадной кривой и ее флуктуации от события к событию. Это приводит к дополнительному систематическому сдвигу вычисляемой оценки координаты частицы и к ухудшению координатного разрешения.

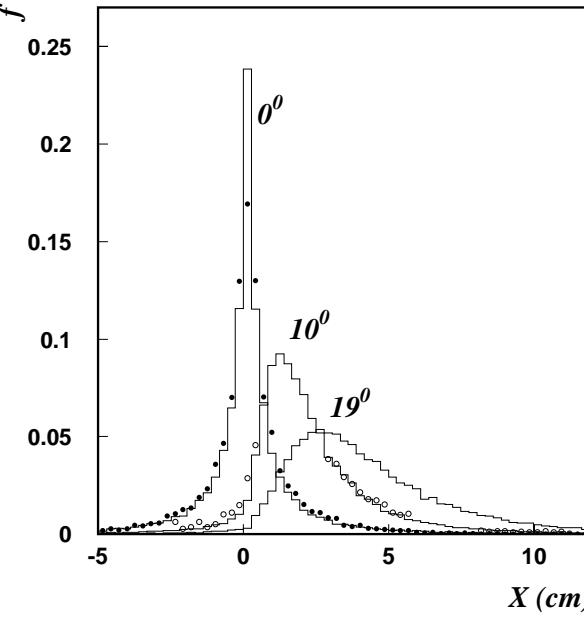


Рис. 5. Одномерные профили ливня. Представлены результаты для углов 0° , 10° и 19° , полученные для электронов с энергией 1 ГэВ. На рисунке точками отмечены экспериментальные данные, гистограммы — результаты моделирования.

Профиль ливня при неортогональном падении электрона (фотона) в калориметр становится асимметричным и сдвинутым относительно точки входа частицы в детектор (рис. 5). Эффективная ширина ливня вдоль оси X возрастает с увеличением угла (угол изменялся в плоскости XZ; ось Z направлена вдоль оси модуля калориметра).

На рис. 6 показана зависимость координаты центра тяжести ливня X_{CG} от положения точки входа электронов с энергией 1 ГэВ в детектор для углов $0^\circ, 6^\circ, 10^\circ, 19^\circ$. Среднее по ячейке смещение X_{CG} относительно точки входа электрона (фотона) в калориметр X_{impact} в детектор хорошо параметризуется зависимостью

$$\Delta = L_{eff} \cdot \sin \theta, \quad (13)$$

L_{eff} — эффективная глубина проникновения ливня в калориметр, определяемая положением медианы каскадной кривой в продольном направлении. Уменьшение амплитуды колебаний кривой $X_{CG}(X_{impact})$ относительно прямой $y = x + \Delta$ (см. рис. 6) — результат увеличивающейся с углом эффективной ширины ливня. Асимметрия профиля ливня при ненулевых углах наиболее сильно проявляется в смещении фазы колебаний кривой $X_{CG}(X_{impact})(\delta \neq 0)$, см. рис. 6).

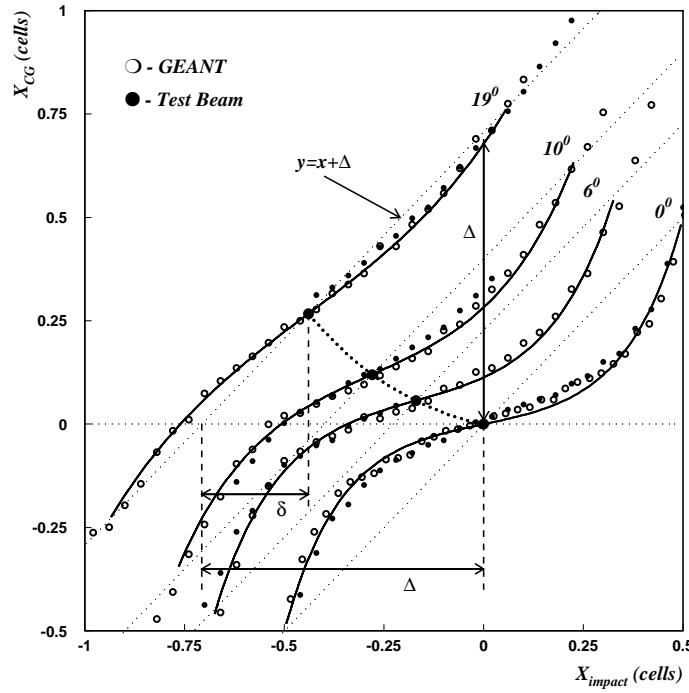


Рис. 6. Зависимость центра тяжести ливня X_{CG} от точки падения частицы в калориметр X_{impact} под углами $0^\circ, 6^\circ, 10^\circ$ и 19° для электронов с энергией 1 ГэВ (X_{CG} и X_{impact} выражены в единицах ячейки). Выделенными линиями показаны отфильтрованные зависимости (14). На примере угла 19° показаны значения параметров Δ и δ в (14). Точка $(0,0)$ соответствует центру одной из башен. Темные точки — экспериментальные результаты, светлые точки — результаты моделирования.

Следуя (9), данные на рис. 6 были параметризованы выражением

$$X_{CG}(X_{impact}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{X_{impact} + \Delta - \delta}{b}\right)}{\operatorname{sh}\frac{1}{2b}} + \delta; \quad |X_{impact} + \Delta - \delta| \leq \frac{1}{2}. \quad (14)$$

Величина параметра δ практически не зависит от энергии (рис. 7a). Зависимости эффективной ширины ливня b от угла входа и энергии частицы (рис. 7b) аппроксимировались квадратичной по $\sin\theta$ и логарифмической по энергии частиц функцией.

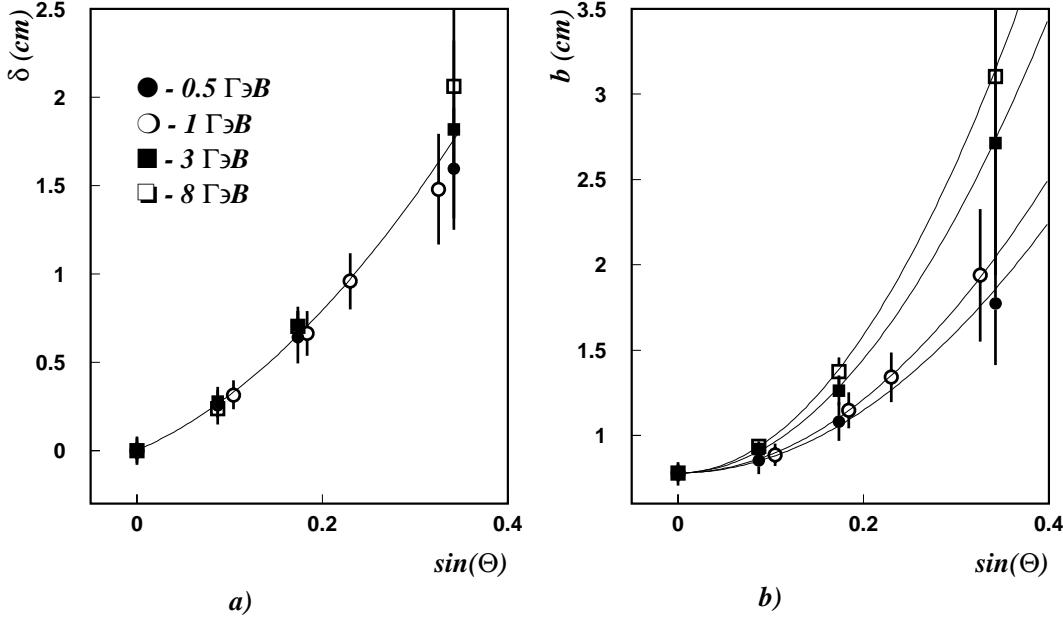


Рис. 7. (а) Зависимость параметра δ в (14) от угла; результаты получены из GEANT; (б) зависимость параметра b в (14) от угла ($\sim \sin^2\theta$); результаты получены из GEANT.

Координата точки падения частицы в калориметр X_{impact} вычислялась по формуле, полученной обращением (14):

$$X_{impact} = b \cdot \operatorname{arcsh}\left(2 \cdot (X_{CG} - \delta) \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{1}{2b}\right)\right) - \Delta + \delta, \quad |X_{CG} - \delta| \leq \frac{1}{2}. \quad (15)$$

Такой метод позволил практически полностью компенсировать систематику в измерениях координат электромагнитных ливней в диапазоне углов входа $0^0 \div 20^0$. Координатное разрешение калориметра при энергиях электронов (фотонов) > 3 ГэВ хорошо параметризуется формулой

$$\sigma_X(E, \theta) = \sigma_X(E, 0^0) \oplus (d \cdot \sin\theta), \quad (16)$$

$\sigma_X(E, 0^0)$ — разрешение для ортогонального входа (см. (12)). Второй член в этом выражении описывает вклад продольных флюктуаций ливня, значение параметра d оказалось порядка 1,6 см, что соответствует $0,8X_0$. При меньших энергиях частиц и малых углах входа θ увеличивающаяся эффективная ширина ливня приводит к незначительному улучшению σ_X .

В пятой главе представлены основные алгоритмы, используемые при идентификации и разделении перекрывающихся электромагнитных ливней в калориметре, рассмотрено их применение для идентификации двухфотонных комбинаций от распада π^0 -мезонов с большим импульсом.

Задачи, решаемые процедурой распознавания, включают поиск кластеров амплитуд в калориметре, измерение параметров отдельных ливней, проверку гипотезы об их электромагнитной природе и разделение перекрывающихся ливней. Алгоритм основан на экспериментальных и модельных данных о поперечном развитии ливня в веществе калориметра.

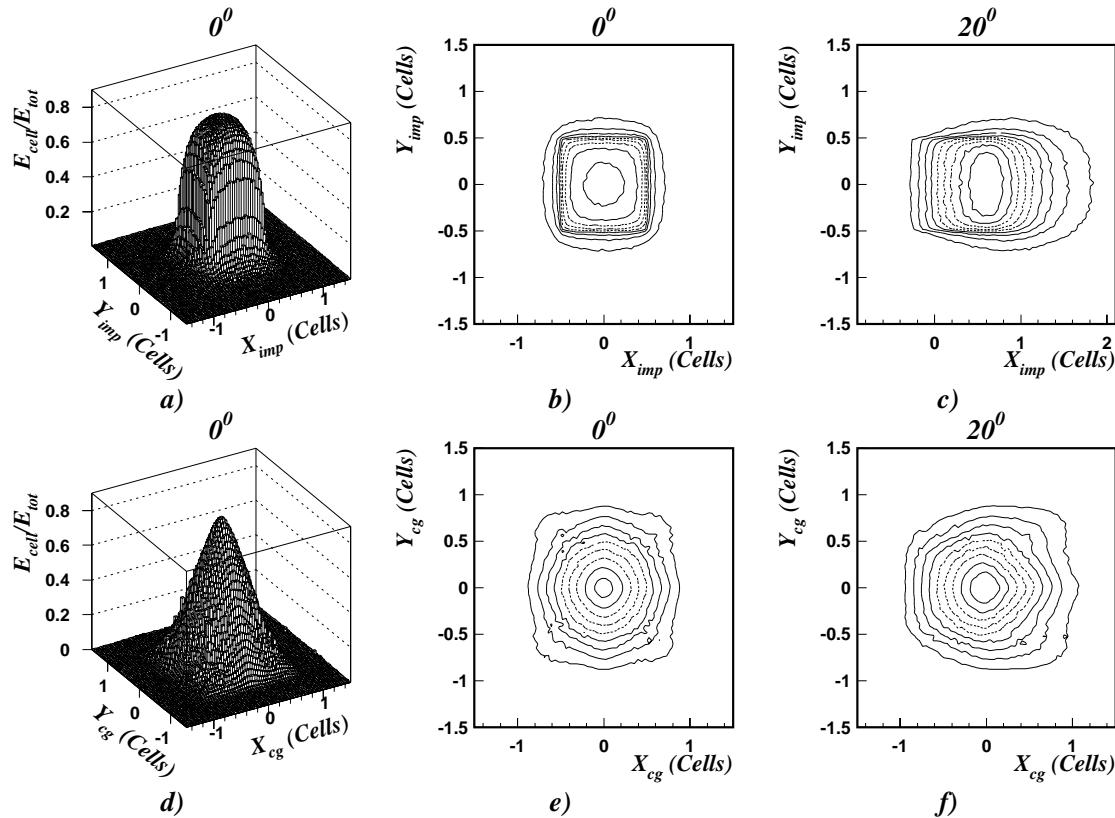


Рис. 8. (a) Зависимость энерговыделения в ячейке калориметра от координаты (в единицах ячейки) точки падения электрона с энергией 1 ГэВ в калориметр относительно центра этой ячейки, ортогональное падение; (b) то же, что (a) — контурная гистограмма; (c) то же, что (b) — для угла входа электронов в калориметр 20^0 ; (d), (e), (f) — то же, что соответственно (a), (b), (c), но выполнено в координатах центра тяжести ливня относительно центра ячейки.

Зависимость энерговыделения в ячейке калориметра в зависимости от координаты точки попадания ливнеобразующей частицы по отношению к центру этой ячейки показана на рис. 8а,б. При ортогональном падении частицы в калориметр энерговыделение в ячейке максимально и остается почти константой для ливней, близких к центру ячейки, и резко меняется вблизи границы ячейки. Те же данные, представленные в координатах центра тяжести ливня (рис. 8д,е), имеют принципиально иной вид: энерговыделение почти линейно зависит от расстояния между центром тяжести ливня и центром ячейки и лишь слабо зависит от угла φ в полярной системе координат с началом отсчета в центре ячейки.

Пренебрегая эффектами, связанными с φ -зависимостью, энерговыделение в ячейке для ортогональных ливней можно параметризовать функцией, зависящей только от расстояния между центром ячейки и центром тяжести ливня r_{CG} и имеющей вид

$$E_{cell}(r_{CG}) = p_1 \cdot \exp\left(-\frac{r_{CG}^3}{p_2}\right) + p_3 \cdot \exp\left(-\frac{r_{CG}}{p_4}\right), \quad (17)$$

где p_1, p_2, p_3, p_4 — параметры, зависящие только от структуры калориметра.

Для неортогональных ливней симметрия функции E_{cell} в естественных координатах нарушается (рис. 8с). Однако и в этом случае для задачи реконструкции ливней в калориметре функция E_{cell} , построенная по отношению к центру тяжести ливня (рис. 8f), может быть описана зависимостью только от r_{CG} . Параметры p_i в (17) были параметризованы в виде

$$p_i(E_0, \theta) = a_i + (b_i + c_i \cdot \ln(E_0)) \cdot \sin^2(\theta), \quad i = 1 \div 3, \quad (18)$$

a_i, b_i, c_i — константы; θ — угол падения частицы по отношению к нормали к поверхности калориметра. Параметр p_4 оказался не зависящим от энергии и угла входа частиц в калориметр. Флуктуации энерговыделения в ячейке калориметра были параметризованы в зависимости от среднего энерговыделения электромагнитного ливня в ячейке:

$$\begin{aligned} \sigma_i^2 &= c \cdot E_i^{pred} \left(1 + f(E_0, \sin(\theta))\right) \cdot \left(1 - \frac{E_i^{pred}}{E_0}\right) + q, \quad E_0 = \sum_i E_i^{meas} \\ f(E_0, \sin(\theta)) &= k \cdot \sqrt{E_0} \cdot \sin^4(\theta), \quad k = const, \end{aligned} \quad (19)$$

константа q описывает шумы электроники, константа c отвечает за флуктуации энерговыделения ливнеобразующей частицы, ее экспериментально определенное значение составило 0,03 ГэВ. Для вычисления E_i^{pred} были использованы параметризации (17), (18). Функция $f(E_0, \sin(\theta))$ учитывает зависимость флуктуаций энерговыделения в ячейке от угла. Ее вид был определен из фита экспериментальных данных.

Параметризации (17)–(19) позволили построить χ^2 , слабо зависящий от энергии и угла входа электронов (фотонов) в калориметр,

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(E_i^{pred} - E_i^{meas})^2}{\sigma_i^2}, \quad (20)$$

где E_i^{meas} — измеренное значение энерговыделения в i -ой ячейке калориметра; E_i^{pred} — вычисленное с помощью функции (17). Определенный таким образом эффективный χ^2 и был использован для проверки гипотезы об электромагнитной природе ливня и/или для идентификации и разделения перекрывающихся ливней.

Программа реконструкции электромагнитных ливней базируется на алгоритме, разработанном и успешно используемом в спектрометре GAMS. Весь анализ разбит на три этапа, различающиеся степенью абстракции конечных данных.

1. Поиск кластеров. Кластер определен как совокупность ячеек калориметра с ненулевым энерговыделением (или с энерговыделением выше установленного порога), имеющих общие границы. Анализ каждого кластера проводится локально (независимо).
2. Поиск локальных максимумов (пиков) в кластере. Локальный максимум определяется как ячейка с энерговыделением выше, чем в восьми граничащих с нею ячейках. На этом этапе предполагается, что локальный максимум сигнализирует о попадании в детектор фотона или электрона. Используется итерационная процедура: на каждом шаге вычисляются энергии и координаты центров тяжести “ливней”, ассоциируемых с локальными максимумами; энерговыделение в каждом элементе кластера делится пропорционально ожидающим энерговыделениям от всех “ливней”; далее энергия и координаты центров тяжести “ливней” пересчитываются.
3. Проверка соответствия энерговыделения в отдельных “ливнях”, ассоциированных с локальными максимумами, гипотезе об электромагнитной природе “ливня”. Деление “ливня” на два независимых “ливня”, если одноливневый фит неудовлетворителен.

На третьем этапе сначала проверяется гипотеза одиночного ливня в районе каждого локального максимума. Критерием является величина χ^2 для ливня, ассоциированного с отдельным максимумом. χ^2 минимизируется, варьируя координаты центра тяжести ливня. Энерговыделение ливня E_i^{meas} в ячейке принимается равным доле энергии ячейки, ассоциированной с этим ливнем на втором этапе анализа. Гипотеза одиночного электромагнитного ливня принимается, если $\chi^2/ND < 3$. Такой критерий соответствует приблизительно 1% вероятности неверной интерпретации одиночных электромагнитных ливней. Для конфигурации с $\chi^2/ND > 3$ предполагается, что ливень (максимум) образован суперпозицией двух доминантных вкладчиков, и предпринимается попытка определения их индивидуальных параметров. Координаты центров тяжести и энергии ливней вычисляются минимизацией χ^2 в трехмерном пространстве: $\alpha = (E_1 - E_2)/E_0$, $\Delta X = X_1 - X_2$ и $\Delta Y = Y_1 - Y_2$, где $E_{1,2}$, $X_{1,2}$, $Y_{1,2}$ — энергии и координаты центров тяжести двух ливней; E_0 — суммарная энергия двух ливней.

На рис. 9 показана зависимость эффективности разделения двух электромагнитных ливней, вызванных электронами с энергией 1 ГэВ, от расстояния между ними. Эффективность идентификации многоливневых комбинаций улучшается с ростом энергии, что впрямую связано с $1/\sqrt{E}$ зависимостью энергетического разрешения

калориметра. На рисунке также показана эффективность разделения двух ливней при использовании гипотезы “один пик – один ливень” (этап 2, см. выше). Уже при расстоянии 1,5 ячейки (8 см) между гамма-квантами, они становятся практически неразличимыми при использовании такого метода при реконструкции ливней в калориметре. В этом случае использование этапа 3 дает практически 100%-ую эффективность разделения ливней.

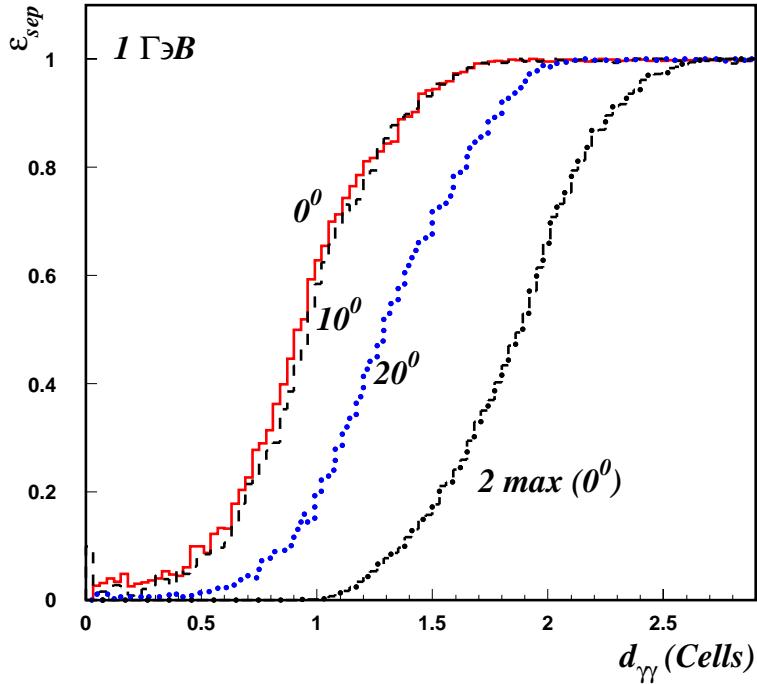


Рис. 9. Зависимость эффективности разделения двух перекрывающихся ливней с энергией 1 ГэВ от расстояния между электронами (в единицах ячейки); сплошная гистограмма — для угла падения фотонов в калориметр 0^0 по отношению к нормали к поверхности калориметра; пунктирующая гистограмма — 10^0 , точечная гистограмма — 20^0 ; пунктир с точкой — с использованием гипотезы “один пик – один ливень” при 0^0 .

При энергиях π^0 -мезонов выше 15 ГэВ в эксперименте PHENIX расстояние между распадными гамма-квантами в электромагнитном калориметре составит меньше 2 ячеек. В большинстве случаев оба гамма-кванта будут попадать в одну и ту же или в соседние ячейки. Тривиальное предположение “один пик – один ливень” (этап 2) перестает работать. Проверка гипотезы один или два ливня в районе пика (этап 3) позволит существенно раздвинуть пределы γ/π^0 дискриминации.

Как видно из рис. 10, 50%-ая эффективность идентификации соответствует энергии ~ 35 ГэВ. На том же рисунке показана зависимость эффективности идентификации двухфотонных комбинаций от энергии π^0 -мезонов при неортогональном падении фотонов (10^0 и 20^0). Учет этих зависимостей позволит сделать оценки на сечения образования прямых фотонов и π^0 -мезонов в эксперименте PHENIX вплоть до энергий 50÷60 ГэВ.

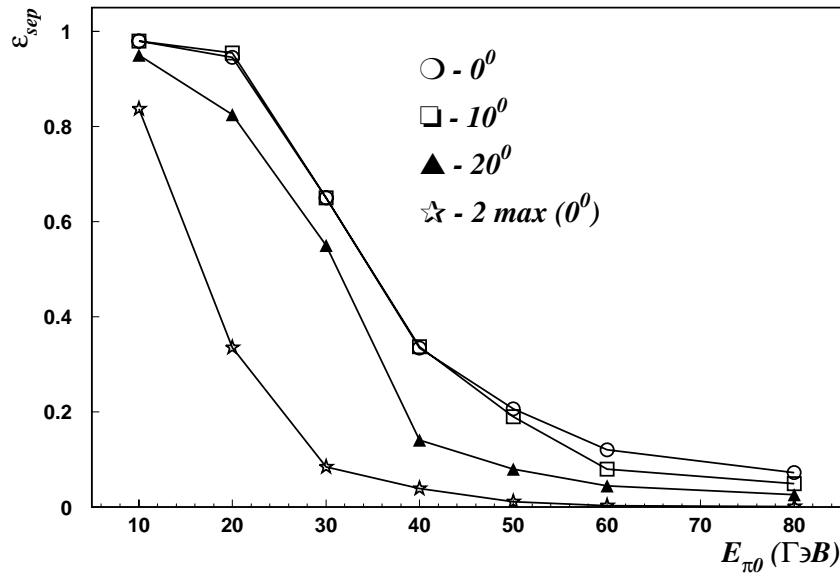


Рис. 10. Зависимость эффективности разделения двух фотонов в эксперименте PHENIX, образовавшихся от распада π^0 -мезонов, от энергии π^0 -мезонов при углах падения фотонов в калориметр 0° (результаты отмечены кружочками), 10° (квадратики) и 20° (треугольники). Звездочками отмечена зависимость эффективности разделения двух фотонов с использованием гипотезы “один пик – один ливень”. Результаты получены из моделирования.

В шестой главе приведены результаты измерения инвариантной массы двух фотонов, образовавшихся от распадов π^0 - и η -мезонов, во время тестовых испытаний на пучке.

Для исследования эффективности восстановления инвариантной массы двух гамма-квантов, образовавшихся от распадов π^0 -и η -мезонов, супермодуль калориметра (матрица ячеек 12×12) был протестируирован на пучке частиц на ускорителе AGS. Перед калориметром на пути пучка была установлена плексиглассовая мишень длиной 14,2 см и диаметром 3 см. Реконструируемые π^0 - и η -мезоны образовывались при взаимодействии π^- -мезонов с протонами мишени в квазиупругих процессах:

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow m\pi^0 + n \rightarrow 2m\gamma + n, \\ \pi^- + p &\rightarrow \eta + n \rightarrow 2\gamma + n. \end{aligned} \quad (21)$$

Расстояние между мишенью и калориметром было установлено равным 169 см при энергиях пучка 3 и 5 ГэВ и 239 см при энергиях пучка 5 и 7 ГэВ. Непосредственно перед мишенью и за ней были установлены сцинтилляционные счетчики, которые фиксировали пролет заряженных частиц. Триггер формировался таким образом, чтобы отбирать события, когда из мишени в направлении калориметра не вылетают заряженные частицы.

Для реконструкции электромагнитных ливней использовался алгоритм, описанный в главе 5. В диссертации рассматривались только те события, в которых

восстановлено ровно два ливня в калориметре с суммарной энергией из области упругого пика. Распределение по инвариантной массе двух гамма квантов показано на рис. 11. При вычислениях использовались основные коррекции — восстановленной координаты в зависимости от угла и нелинейности в энергетических измерениях из-за затухания света в волокнах. Средние значения и ширины пиков в распределениях по инвариантной массе двух гамма-квантов в районе масс π^0 -и η -мезонов находятся в хорошем согласии с результатами, полученными из моделирования.

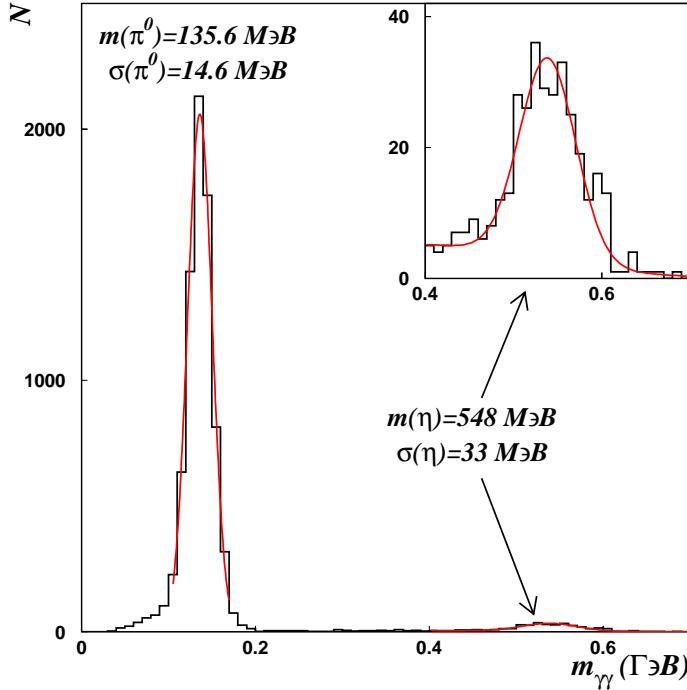


Рис. 11. Распределение по инвариантной массе двух гамма-квантов.

В седьмой главе представлены спектры энерговыделений заряженных адронов в калориметре. Обсуждаются методы разделения электромагнитных и адронных ливней в калориметре, основанные на измерении поперечного развития ливня в калориметре, на E/p соответсвии, на различии в координатном разрешении калориметра при регистрации электронов и адронов.

Длина модуля PbSc электромагнитного калориметра PHENIX составляет $\sim 0,8$ ядерной длины. В соответствие с этой величиной $\sim 55\%$ адронов испытывают сильное взаимодействие в веществе калориметра, что ведет к развитию ядерного каскада. Соответственно $\sim 45\%$ адронов теряют свою энергию в калориметре, в основном на ионизацию, что ведет к появлению ионизационного пика в спектре энерговыделений в калориметре.

При импульсах частиц p , таких что $pc/M > 2 \div 3$ (M — масса частицы), ионизационные потери в веществе слабо изменяются с энергией (импульсом) частиц. В модуле PbSc электромагнитного калориметра они составляют порядка

$E_{mip} = 200$ МэВ, что в электронной калибровке дает величину ~ 270 МэВ. Разница связана с различным соотношением энерговыделений в свинцовых и сцинтилляционных пластинах. Для электромагнитных ливней доля энергии, выделившаяся в активных слоях модуля (сцинтилляционных пластинах), составляет порядка 19%, тогда как для ионизационных потерь энергии релятивистскими частицами в модуле калориметра эта величина составляет порядка $\sim 26\%$. При импульсах частиц, таких что $pc/M < 2$, удельные ионизационные потери в веществе увеличиваются. Максимум ионизационных энергопотерь в калориметре достигается, когда частица останавливается, пройдя всю длину модуля. Например, для протонов величина импульса, при котором они останавливаются, пройдя всю длину модуля, составляет около 1 ГэВ/с, что соответствует кинетической энергии 414 МэВ, которую протон тратит на ионизацию (если он не вызвал ядерного каскада), или ~ 570 МэВ в электронной калибровке (рис. 12b). Для π -мезонов величина импульса, при котором они начинают останавливаться в калориметре, составляет порядка 300 МэВ/с.

Спектры энерговыделений адронов в электромагнитном калориметре хорошо фильтруются суммой распределений Ландау (ионизационный пик) и Гаусса (для адронов, вызвавших каскад в веществе калориметра), рис. 12c. Среднее значение энерговыделения в калориметре E_{EMC} для провзаимодействовавших пионов (вызвавших каскад) изменяется линейно с импульсом пионов p_π в диапазоне $0,5 \div 5$ ГэВ/с:

$$E_{EMC} = 0,46 \cdot p_\pi + 0,23, (\text{ГэВ}). \quad (22)$$

Относительные флуктуации отклика калориметра σ_E/E для провзаимодействовавших пионов практически не зависят от энергии частиц и составили $\sim 40\%$.

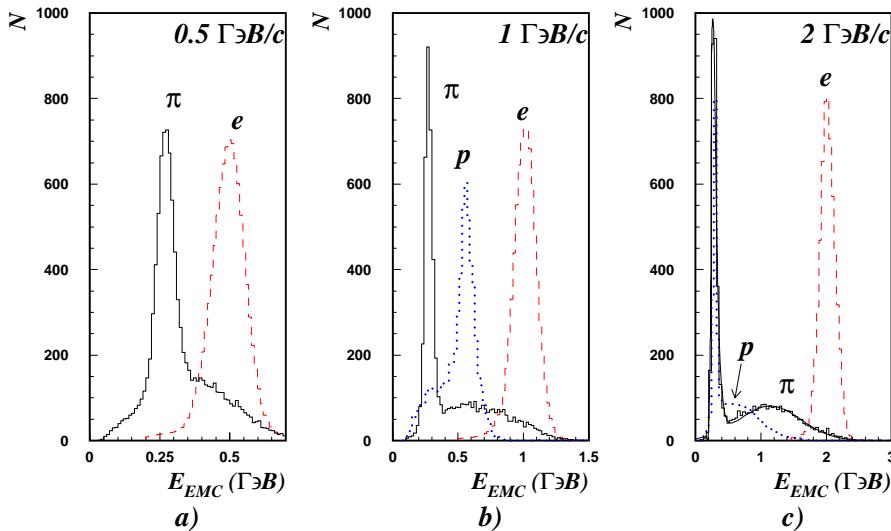


Рис. 12. Спектры энерговыделений при прохождении через калориметр пионов, протонов и электронов с импульсами: (a) 0,5 ГэВ/с; (b) 1 ГэВ/с; (c) 2 ГэВ/с; для спектра энерговыделения пионов с импульсом 2 ГэВ/с показан фит суммой распределения Ландау и Гаусса.

Измеряя импульс заряженных частиц с помощью трековых детекторов и используя различия в спектрах энерговыделений в калориметре электромагнитных

и адронных ливней (рис. 12), можно эффективно разделять электроны и адроны. На рис. 13а показана эффективность регистрации пионов в зависимости от их импульса с использованием обрезания

$$|E_{EMC} - pc| < \alpha\sigma_E, \quad (23)$$

соответствующего $\varepsilon_e = 90\%$ эффективности регистрации электронов. Здесь E_{EMC} — измеренное энерговыделение в калориметре, p — импульс частицы; σ_E — энергетическое разрешение калориметра для электронов (фотонов); α — параметр, определяемый величиной ε_e .

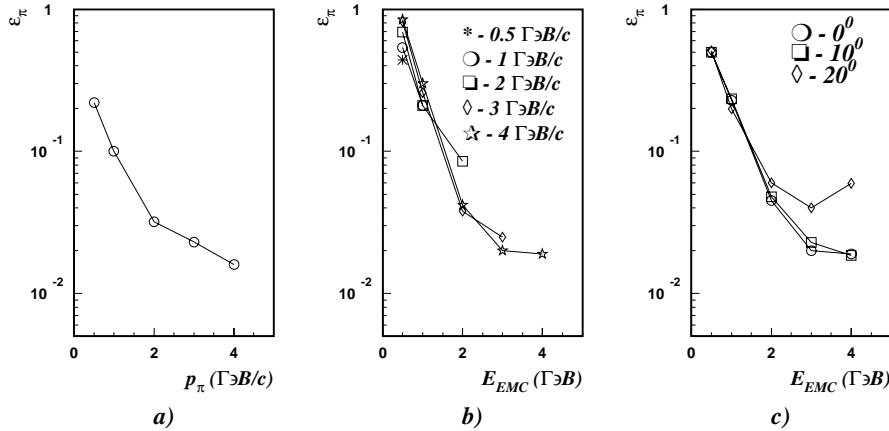


Рис. 13. (а) — Эффективность регистрации пионов в зависимости от их импульса с использованием обрезания (23); (б) — эффективности регистрации заряженных π -мезонов с импульсами 0,5; 1; 2; 3 и 4 ГэВ/с в зависимости от измеренного в калориметре энерговыделения ливня с использованием обрезания по χ^2 , ортогональное попадание; (в) — эффективность регистрации заряженных π -мезонов с импульсами 4 ГэВ/с в зависимости от измеренного в калориметре энерговыделения ливня с использованием обрезания по χ^2 при углах входа π -мезонов в калориметр 0° ; 10° и 20° . На всех рисунках эффективность регистрации электронов составляла $\varepsilon_e = 90\%$

Учет различия в поперечном развитии электромагнитных и адронных ливней в калориметре позволит дополнительно улучшить e/π -разделение, особенно при больших энерговыделениях частиц в калориметре. Для этого можно воспользоваться χ^2 критерием (20), учитывающим информацию, полученную со всех ячеек кластера. На рис. 13б показана эффективность регистрации пионов при обрезании χ^2 , соответствующем 90%-ой эффективности регистрации электронов (фотонов), в зависимости от измеренного энерговыделения в калориметре при ортогональном падении частиц.

Комбинируя метод (23) и χ^2 -критерий, можно получить отношение эффективностей регистрации пионов и электронов с импульсами 4 ГэВ/с $\varepsilon_\pi/\varepsilon_e \sim (2 \div 4) \cdot 10^{-4}$ при сохранении 80% эффективности регистрации электронов.

Как показало моделирование методом Монте-Карло, с увеличением энергии пионов увеличивается вклад электромагнитной компоненты в величину энерговыделения адронного ливня в калориметре E_{EMC} . Как следствие этого — падение эффективности e/π разделения для ливней с энерговыделением в калориметре $E_{EMC} > 4 \text{ ГэВ}$.

Метод вычисления χ^2 с учетом углов падения электронов (фотонов) в калориметр (гл.5) позволил расширить применение χ^2 критерия для частиц с неортогональным падением в калориметр. На рис. 13с на примере π -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с показаны эффективности их регистрации ε_π в зависимости от энерговыделения в калориметре при углах падения 0° , 10° и 20° . Эффективность регистрации электронов (фотонов) остается на уровне 90%. Разделение электромагнитных и адронных ливней практически не изменяется вплоть до углов 10° . При больших углах продольные флюктуации ливней в проекции на фронтальную плоскость калориметра становятся существенными, что приводит к размытию профилей ливней и к ухудшению $e(\gamma)/\pi$ -разделения.

Если имеется возможность с помощью трековых детекторов измерять координаты точки входа частиц в калориметр, то, устанавливая определенное обрезание на разность между координатами частиц, измеренными в калориметре и определенными по трековым системам, можно подавить до $\sim 80\%$ пионов, вызвавших каскад в калориметре, оставляя эффективность регистрации электронов на уровне 95%. Однако этот метод, примененный в комбинации с χ^2 -критерием, позволяет дополнительно режекттировать лишь 30~50% адронов, что является следствием корреляции этих методов.

Восьмая глава посвящена временными характеристикам калориметра. Изучены зависимости временного отклика и временного разрешения калориметра от типа частиц и энерговыделения в башнях. Измерение времени проводилось по переднему фронту импульса (характерная длительность фронта импульса от электромагнитной частицы составляет $\sim 5 \text{ нс}$).

Как показали исследования при облучении калориметра электронами с импульсами 0,3; 0,5 и 1 ГэВ/с, кривые задержки сигнала определяются величиной импульса A , измеренного в башне, и практически не зависят от энергии электронов. Кривые хорошо параметризуются в виде

$$t_{delay} = t_0 + \frac{t_1}{\sqrt{A - A_{Thresh}}}, \quad (24)$$

параметр t_1 определяется крутизной переднего фронта импульса; A_{Thresh} связан с порогом дискриминатора; t_0 — константный член, определяемый триггером.

На рис. 14 показаны спектры энерговыделений, полученные в отдельной башне калориметра при облучении детектора разными частицами. В нижней части рисунка — время прихода сигнала с этой башни по отношению ко времени, измеренному при облучении калориметра электронами, выделившими в этой башне такое же количество энергии (в отсчетах АЦП). Во всех случаях сигнал от адронов с низким энерговыделением в башне оказывается более задержанным, чем сигнал от

электромагнитных частиц. Адроны, выделившие энергию в районе ионизационного пика, дают сигнал на выходе калориметра на $100 \div 200$ пс раньше, чем электроны.

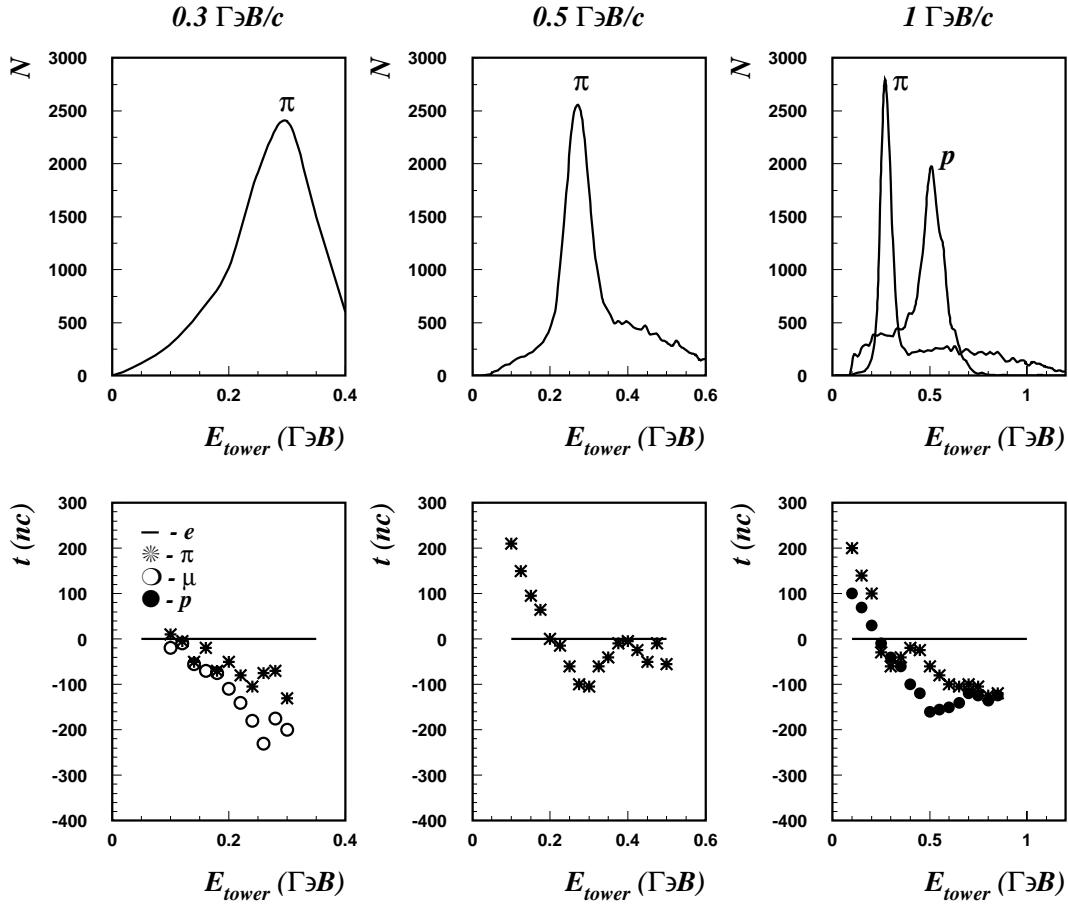


Рис. 14. В верхней части — спектры энерговыделений, полученные в отдельной башне калориметра при облучении детектора пионами и протонами с импульсами 0,3; 0,5 и 1 ГэВ. В нижней части рисунка — время прихода сигнала с этой башни по отношению ко времени, измеренному при облучении калориметра электронами, выделившими в этой башне такое же количество энергии (в отсчетах АЦП).

Временное разрешение калориметра в зависимости от энерговыделения в башне хорошо параметризуется в виде

$$\delta t = \delta t_0 + \delta t_1 / (E - E_{Thresh}), \quad (25)$$

δt_0 определяется флюктуациями ливня и зависит от сорта частицы и физических процессов, в результате которых частица теряет энергию в калориметре. Второй член в (25) зависит от эффективной длительности фронта сигнала и от количества фотоэлектронов N_{pe} , которое пропорционально энергии, потерянной частицей в калориметре. Длительность фронта сигнала в PbSc калориметре определяется не только временными характеристиками фотоумножителя, но также временем высвечивания сцинтиллятора. Параметр E_{Thresh} зависит от порога дискриминатора и отношения

$$\frac{\text{(сигнал на выходе канала)}}{\text{(количество энергии, потерянной частицей в башне)}}. \quad (26)$$

Значения параметров δt_0 и δt_1 , определенные по экспериментальным точкам, равны: 60 и 30 пс для электронов, 210 и 40 пс — для пионов. При низких энерговыделениях временное разрешение определяется близостью амплитуды сигнала к порогу, установленному в дискриминаторе. При амплитудах сигналов выше порога временное разрешение калориметра слабо меняется с энерговыделением в башне и составляет для электронов ~ 100 пс и для адронов ~ 200 пс. Здесь временное разрешение определяется в основном флюктуациями ливня.

В Заключении сформулированы основные результаты диссертации:

1. Измерено соотношение калибровочных коэффициентов при калибровке супермодуля калориметра на пучке мюонов, электронов и космических мюонах. Исследована скорость сходимости итерационного метода вычисления калибровочных коэффициентов при калибровке на пучке электронов с использованием различных весов в зависимости от разброса в калибровочных коэффициентах каналов калориметра и адронного фона.
2. Измерена поперечная структура электромагнитных ливней в калориметре. Изучена зависимость отклика калориметра и его энергетического разрешения от неоднородности светосбора по площади башни, длины затухания света в светопроводящих волокнах, утечек энергии, шумов электроники. Исследованы особенности восстановления энергии электронов и фотонов при их неортогональном падении в калориметр.
3. Изучено координатное разрешение калориметра, предложен метод вычисления несмещенной оценки координаты точки входа электронов (фотонов) в калориметр для углов их падения в диапазоне $0^0 \div 20^0$.
4. Предложена параметризация функции энерговыделения в ячейке калориметра от расстояния между ее центром и центром тяжести электромагнитного ливня в калориметре для углов падения частиц в калориметр в диапазоне $0^0 \div 20^0$. На базе этой параметризации построена процедура распознавания и идентификации ливней в калориметре. Исследована эффективность идентификации многоливневых комбинаций от энергий и углов входа частиц в калориметр.
5. Исследована эффективность восстановления инвариантной массы двух гамма-квантов, образовавшихся от распадов π^0 - и η -мезонов во время тестовых сеансов на пучке. Выполнено сравнение с результатами моделирования.
6. Изучены адронные спектры энерговыделений в калориметре. Исследованы эффективности разделения электронов (фотонов) и адронов в электромагнитном калориметре с использованием различных методов.
7. Изучена зависимость временного отклика и временного разрешения калориметра от типа частиц и энерговыделения в башне.

Список литературы

- [1] Kistenev E., David G., White S., Woody C., Bazilevsky A., Denisov A., Durum A., Kochetkov V., Mikhailov Yu., Semenov V. *PHENIX PbSc Electromagnetic Calorimeter - Results of a Test Beam Studies.* — In: Proceedings of the Fifth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, World Scientific (1994) 211-223.
- [2] David G., Kistenev E., Patwa A., Stoll S., White S., Woody C., Bazilevsky A., Belikov S., Chernichenko S., Denisov A., Gilitzky Yu., Kochetkov V., Melnikov Y., Onuchin V., Semenov V., Shelikhov V., Soldatov A. *Performance of the PHENIX EM Calorimeter*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.43, № 3, June 1996.
- [3] David G., Kistenev E., Stoll S., White S., Woody C., Bazilevsky A., Belikov S., Chernichenko S., Denisov A., Gilitzky Yu., Kochetkov V., Melnikov Y., Onuchin V., Semenov V., Shelikhov V., Soldatov A. *PHENIX PbSc Electromagnetic Calorimeter: Test Beam and Construction Experience*. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.45, June 1998.
- [4] David G., Kistenev E., Stoll S., White S., Woody C., Bazilevsky A., Belikov S., Chernichenko S., Denisov A., Kochetkov V., Makeev A., Melnikov Y., Onuchin V., Soldatov A., Usachev A., Goto Y. *Meeting the Challenges of Heavy Ion and Spin Physics Programs with PHENIX EM Calorimeter*, Intern. Conf. “Quark Matter 97”, Tsukuba, Japan, December 1-5, 1997.
- [5] David G., Goto Y., Kistenev E., Stoll S., White S., Woody C., Bazilevsky A., Belikov S., Chernichenko S., Denisov A., Kochetkov V., Melnikov Y., Onuchin V., Semenov V., Shelikhov V., Soldatov A., Usachev A. *The PHENIX PbSc Electromagnetic Calorimeter: Production Experience and Recent Test Beam Results.* — In: Intern. Conf. “Quark Matter 97”, Tsukuba, Japan, December 1-5, 1997.
- [6] Базилевский А., Дурум А., Кистенев Э., Кочетков В., Семенов В. *Измерение координат электронов и гамма квантов в электромагнитном калориметре PHENIX*: Препринт ИФВЭ 98-17, Протвино, 1998 (Принята к публикации в ПТЭ).
- [7] Базилевский А., Вайт С., Кистенев Э., Кочетков В., Семенов В.. *Сепарация электронов и адронов в электромагнитном калориметре установки PHENIX*: Препринт ИФВЭ 98-49, Протвино, 1998.

Рукопись поступила 17 ноября 1998 г.

А.В. Базилевский.

Исследование характеристик PbSc электромагнитного калориметра установки PHENIX.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 17.11.98. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 3,12. Уч.-изд.л. 2,4. Тираж 100. Заказ 315. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 98–77, И Ф В Э, 1998
