

**Государственный Научный Центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики
имени А. И. Алиханова**

На правах рукописи

Шарков Георгий Борисович

**СОЗДАНИЕ УСТАНОВКИ И ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ИЗУЧЕНИЮ ПРОЦЕССОВ С РОЖДЕНИЕМ ФОТОНОВ
ПРИ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЯХ КУМУЛЯТИВНОГО ЧИСЛА
И ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2008

УДК 539.12

Работа выполнена в ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук А. В. Ставинский
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук Ю. А. Симонов
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

доктор физ.-мат. наук А. А. Балдин
(ОИЯИ, г. Дубна)

Ведущая организация: ИЯИ РАН (г. Троицк)

Защита состоится 23 декабря 2008 года в 11 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ГНЦ РФ ИТЭФ.

Автореферат разослан 20 ноября 2008 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

В. В. Васильев

1. Общая характеристика работы

В диссертации описывается новый подход к изучению плотной барионной материи с помощью редких кумулятивных процессов; создание специализированной установки FLINT [1] для изучения таких процессов и результаты тестирования её подсистем на вторичных пучках ускорителя ИТЭФ. Представлены результаты измерений спектров кумулятивных фотонов [2] при взаимодействии пучков углерода с энергией 3.2 ГэВ/А с бериллиевой мишенью на установке FLINT. Измерения проведены на ускорителе ИТЭФ с 2003 по 2007 год.

1.1. Актуальность темы

Изучение ядерной материи при больших температурах и (или) плотностях является основной целью настоящих и будущих экспериментов на RHIC, LHC, FAIR, NICA. Особо актуальным в этом контексте является поиск нетривиальных возможностей достижения высокой плотности материи на эксперименте. В работе предложен новый подход для достижения больших плотностей ядерной материи с использованием кумулятивных процессов. Кумулятивный эффект интенсивно изучался в адрон-ядерных реакциях в ИТЭФ, ОИЯИ, JLAB (США) и других лабораториях. Использование электромагнитного калориметра для создания триггера на такие редкие процессы, как дважды кумулятивный эффект, представляется в таком случае действенным способом отбора редких событий, характеризуемых большой плотностью барионов. Актуальным является и исследование природы кумулятивных процессов само по себе. В частности, измерение сечений рождения фотонов на лёгких ядрах при больших поперечных импульсах, а так же поиск флуктон-флуктонных взаимодействий.

1.2. Цель диссертационной работы

1. Разработка, создание и тестирование подсистем калориметрической установки FLINT для измерения спектров фотонов.

2. Разработка и апробация метода отбора событий с большой барионной плотностью с помощью быстрого и эффективного триггера на кумулятивные процессы с большими переданными импульсами.
3. Измерение выхода кумулятивных фотонов в ядро-ядерных реакциях на ускорительном комплексе ИТЭФ-ТВН.

1.3. Научная новизна и практическая ценность

В работе получены следующие новые методические и научные результаты:

1. Предложен и апробирован новый подход к изучению плотной ядерной материи с помощью отбора редких кумулятивных процессов. Для поставленной задачи оптимизированы условия проведения эксперимента с точки зрения выбора сталкивающихся ядер и их энергии, регистрируемой частицы и кинематической области её регистрации.
2. Разработана и создана специальная установка, адекватная поставленной задаче. Основываясь на относительно простой калориметрической методике, удалось создать установку, способную эффективно отбирать процессы с большим порядком кумулятивности.
3. Измерены спектры фотонов в новой кинематической области. Получены экспериментальные указания на проявление дважды кумулятивных процессов.

1.4. Результаты, выносимые на защиту

1. Создание установки для регистрации кумулятивных фотонов, состоящей из электромагнитного калориметра на основе тяжёлого стекла, системы ВЕТО и светодиодной системы.
2. Результаты калибровки калориметрических модулей и тестов счётчиков ВЕТО на вторичных пучках электронов и протонов соответственно. Показано, что энергетическое разрешение калориметрических модулей составляет $5\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$, эффективность регистрации заряженной частицы счётчиком ВЕТО составляет больше 98%.
3. Впервые измерены вплоть до кинематической области пятинуклонного взаимодействия спектры фотонов в центральной области быстрот и при больших поперечных импульсах при взаимодействии лёгких ядер друг с другом. Показано, что сечения рождения при взаимодействии ядер углерода с Be при кинетических энергиях пучка 3.2 ГэВ/А в диапазоне энергий фотонов от 1.2 до 2.3 ГэВ в интервале углов эмиссии 55° - 73° экспоненциально зависят от энергии фотона с параметром наклона спектра $T_0 \approx 115 \pm 10$ МэВ.
4. Результаты измерения угловой зависимости рождения глубоко кумулятивных фотонов в центральной области быстрот при взаимодействии лёгких ядер друг с другом. Показано, что при фиксированной энергии фотонов сечения рождения уменьшаются с ростом угла вылета фотона. При фиксированной энергии

фотона изменение сечений внутри диапазона углов 55° - 73° зависит от энергии фотона и составляет величину ~ 10 – 20 раз.

5. Экспериментальная апробация предложенного метода отбора событий, отвечающих процессам с высоким порядком кумулятивности и с большими поперечными импульсами, с помощью методики электромагнитного калориметра.

Показано, что предложенный способ позволяет на уровне быстрой электроники в режиме on-line эффективно отбирать события, отвечающие глубоко кумулятивным процессам, на уровне сечений ~ 1 мкбн.

1.5. Личный вклад диссертанта

Диссертант принимал активное участие в создании установки FLINT, организации и проведении тестирования калориметра и системы VETO, в создании системы светодиодного мониторинга, в разработке программного обеспечения для системы сбора данных. Участвовал в сеансах измерения инклюзивных спектров кумулятивных фотонов. Обработал полученные на эксперименте, в ходе тестов и калибровок данные.

1.6. Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в диссертационной работе, опубликованы в журналах «Приборы и техника эксперимента», «Ядерная физика», а также в виде препринтов ИТЭФ. Основные результаты изложены в работах [1, 2]; докладывались на зимней школе физики ИТЭФ (8 - 16 февраля 2008 г.); на рабочем совещании по проблемам взаимодействия легких ионов с ядрами (ИФВЭ, Протвино, 18 - 21 июня 2008 г.); на XIX Балдинском международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (ОИЯИ, Дубна, 29 сентября–4 октября 2008 г.).

1.7. Структура и объём диссертации

Объём диссертации составляет 95 страниц, состоит из введения, пяти глав и заключения, включает 70 рисунков и 3 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 75 наименований. Во **введении** изложена мотивация работы и описана постановка задачи.

2. Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертации, и делаются общие вводные замечания о предмете исследования в целом. Изучение ядерной материи при большой плотности и/или температуре является одной из основных задач релятивистской ядерной физики. В последнее время достигнут значительный прогресс в теоретическом изучении фазовой диаграммы

ядерного вещества. Новые состояния ядерной материи ожидаются не только в области высоких температур – кварк-глюонная плазма [3], но и в области низких температур и больших плотностей – цветовая сверхпроводимость [4].

До сих пор вопрос о том, как создать в лаборатории такие необычные условия, остается открытым. Наша идея состоит в том, чтобы создать триггер для отбора крайне редких событий, в которых даже при сравнительно небольших энергиях сталкивающихся ядер могут возникать конечные состояния с очень высокой барионной плотностью. Мы считаем, что возможность создания эффективного триггера на такие процессы потенциально заложена в так называемом кумулятивном эффекте [5], проявляющемся, в частности, в образовании частиц в кинематической области, запрещенной для свободного нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия.

Кумулятивный эффект, экспериментально обнаруженный в работах ИТЭФ и ОИЯИ [6], рассматривается как сигнатура взаимодействия, где, по крайней мере, один из участников является плотной многонуклонной (многокварковой) флуктуацией ядерной материи (флуктон) [7].

Широкий спектр экспериментальной информации указывает на локальную природу кумулятивного процесса. При взаимодействии локального флуктона в одном из сталкивающихся ядер с локальным флуктоном другого ядра на малых расстояниях (процессы с большими переданными импульсами), несколько нуклонов могут оказываться в таком малом объеме, что формально вычисленные (барионные) плотности на порядок(и) превосходят нормальную ядерную плотность.

Поиск флуктон-флуктонного взаимодействия, тем более с большими переданными импульсами, интересен сам по себе. Еще более важным, однако, представляется создание быстрого и эффективного триггера на такие процессы. В перспективе это открыло бы возможность детального исследования свойств сверхплотных барионных систем.

Таким образом, непосредственной целью настоящей работы является не только получение новых данных для прояснения природы кумулятивных явлений, но и выяснение возможности использовать кумулятивный эффект как триггер образования высоких барионных плотностей при ядро-ядерных взаимодействиях.

В первой главе проведены качественные оценки параметров проведения эксперимента. Для создания больших плотностей ядерной материи необходимо выделить кумулятивный процесс с рождением жёсткой частицы (например, π^0 или фотон) в ядро-ядерном столкновении при умеренных энергиях. Желательно, чтобы ядра были не слишком тяжёлые, чтобы уменьшить эффект перерассеяния. То есть, предлагается изучать реакцию $A_1 A_2 \rightarrow \pi^0(\gamma) X$ для ядер не тяжелее углерода.

Анализ данных, полученных на установке TAPS [8], свидетельствует о том, что такая постановка задачи реалистична с использованием относительно

простой калориметрической установки состоящей из нескольких десятков калориметрических модулей. В этом эксперименте при кинетической энергии 2 ГэВ/А удалось продвинуться в кинематическую область взаимодействия $1N+2N$ ($2N+1N$). Из этих же данных следует, что при большей энергии труднее продвинуться в кумулятивную область. Однако использование более энергичных пучков (порядка 3-5 ГэВ/нуклон) важно для достижения большей плотности и исследования более локальных структур. Наша идея состоит в том, что энергичная кумулятивная частица даст большой сигнал в электромагнитном калориметре, и благодаря этому его можно будет отделить от фона. Поэтому ассиметричный распад, при котором практически всю энергию уносит только один фотон, может быть предпочтительнее для достижения максимальных значений N_1+N_2 , чем распад, где каждый фотон уносит примерно половину энергии пиона.

Исходя из имеющихся данных по рождению кумулятивных частиц, оптимальная начальная энергия была оценена ~ 6 ГэВ/А. В реальном эксперименте, описанном ниже, энергия пучка была 3.2 ГэВ/А.

По физическим соображениям наиболее интересной для исследования областью представляется область центральных быстрот и больших поперечных импульсов, где может доминировать флуктон-флуктонное взаимодействие. При этом диапазон углов в лабораторной системе отсчёта, соответствующий центральной области быстрот, лежит в пределах $20^\circ - 70^\circ$. Элемент конструкции ускорителя препятствовал расположению используемой нами установки FLINT [9] под необходимым углом, поэтому установка была поставлена под углом 64° , перекрывая верхнюю часть наиболее интересного для нас диапазона углов ($55^\circ - 73^\circ$). Кинематическая граница рождения фотона из взаимодействия двух нуклонов лежит при угле выхода 60° в районе $p=1$ ГэВ/с. При учёте Ферми-движения нуклонов в ядре эта граница сдвигается на величину порядка 0.2 ГэВ/с.

Сечение рождения пионов в СС взаимодействии при такой энергии под углом 60° было оценено порядка микробарна. Необходимый аксептанс установки, для измерения сечений такого уровня при интенсивности пучков $\sim 10^7$ и эффективности мишени несколько процентов, был оценен как ~ 0.1 стеррад.

Для более подробной оценки выхода частиц и фонов при такой постановке задачи была проведена симуляция в рамках RQMD и с помощью параметризации более ранних экспериментальных данных о рождении кумулятивных пионов в АА взаимодействии.

Монте-Карло симуляция эксперимента была проведена с помощью программы GEANT3[10] в оболочке ROOT [11]. Калориметр в симуляциях располагался на расстоянии 2.0м. под углом 45° к направлению пучка. Как уже говорилось выше, в реальном эксперименте условия были несколько изменены, но это изменение не настолько велико, чтобы оценки, полученные

из симуляций, существенно изменялись и требовали пересчёта. Ядра углерода сталкивались с ядрами бериллия. Основные результаты получены при начальной энергии 4 ГэВ, но часть симуляций была сделана при меньших энергиях. Учитывалось, что столкновения происходят внутри стальной мишенной станции, что рядом с калориметром находится магнит ускорителя, а также металлический корпус калориметра.

Целями симуляций были:

выявить основные источники фона,

оптимизировать параметры установки под задачу измерения спектров одиночных фотонов,

оценить возможности установки для регистрации π^0 -мезонов в будущих экспериментах.

Для генерации фоновых (в том смысле, что модель не претендует на описание интересующих нас процессов глубокого кумулятива (большие N_1+N_2)) событий использовалась Модель Relativistic Quantum Molecular Dynamics (RQMD) [12] версия 4.12.

Расчёты показали, что при большом пороге (1 ГэВ) практически не остаётся фоновых частиц, способных дать сигнал, сравнимый с кумулятивным фотоном.

Как уже говорилось выше, полноценной модели, описывающей все кумулятивные явления в настоящее время нет. Поэтому оценить уровень сигнала возможно лишь, используя экстраполяцию существующих данных. Используя эмпирический скейлинг, наблюдаемый в [13] для энергетической зависимости Лоренц инвариантных сечений

$$\sigma_1 = E d^3\sigma/d^3p \quad (1)$$

рождения частиц в столкновениях релятивистских ионов и параметризуя угловую зависимость параметра наклона спектра линейной функцией косинуса угла эмиссии частиц, можно описать существующие данные по рождению пионов в реакции $CC \rightarrow \pi X$ в виде

$$\sigma_1 = C \exp(-p/p_0), \quad (2)$$

где $C=3800(\text{mb GeV}^{-2} \text{c sr}^{-1})$ и

$$p_0=0.075\gamma/(1-\beta(\cos\theta-\cos45^\circ)-\cos^245^\circ) \quad (3)$$

Здесь γ и β – фактор Лоренца и скорость центра масс системы сталкивающихся нуклонов мишени и снаряда в лабораторной системе координат (определяются энергией пучка). Эта модельная параметризация данных была использована для оценки уровня сечений, которые предполагалось измерять, и для сравнения с полученными данными.

Для условий нашего эксперимента сечение рождения фотона с энергией 2 ГэВ оценено как $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ мбн.

Во второй главе приведено подробное описание установки FLINT и её подсистем, приведены результаты тестирования ВЕТО счётчиков и калибровки калориметра.

Супермодуль, схематично изображённый на рис. 1, состоит из калориметрических модулей на основе свинцовых стёкол $100 \times 100 \times 380$ мм³, расположенных матрицей 8X8 (всего 64 модуля); VETO-системы для режекции заряженных частиц и светодиодной системы для мониторинга калориметра. Калориметрические модули помещены в экран из толстого (20 мм) магнитно-мягкого железа (ARMCO) для защиты ФЭУ от магнитных полей. На передней тонкой стенке вмонтированы цанги для крепления оптических разъемов системы светодиодного мониторинга.

Конструкция отдельного счётчика показана на рис. 2. Каждый счётчик состоит из блока свинцового стекла марки Ф8 [14]. Плотность стекла 3.6 г/см³, радиационная длина ~ 3.1 см, радиус Мольера составляет 3.6 см.

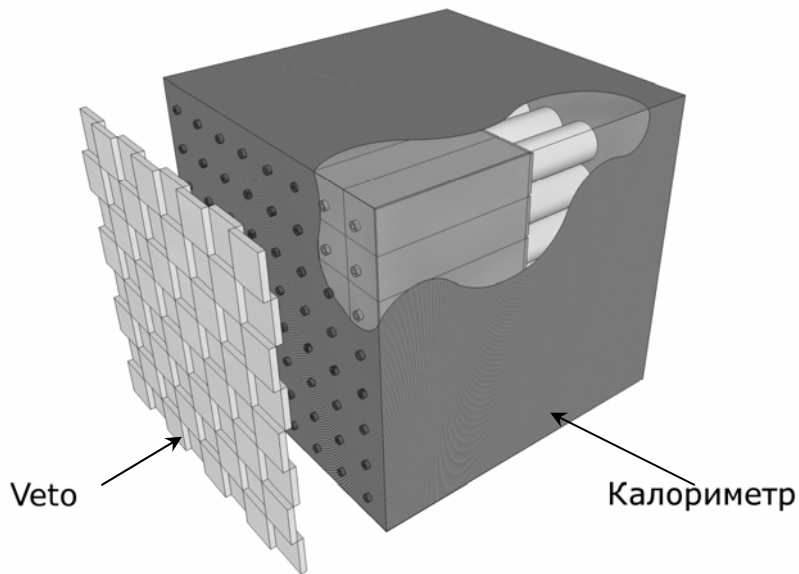


Рис. 1. Схема супермодуля установки FLINT

Блок стекла оптически связан с фотоумножителем и пассивным делителем. Фотоумножитель помещается в цилиндрический магнитный экран из пермаллоя. Полоски из пермаллоя (0.25 мм), установленные в месте стыковки стеклянного блока и окна ФЭУ, служат для дополнительной магнитной защиты диодной системы фотоумножителя. Применяется фотоумножитель ФЭУ-110 с диаметром рабочей площади 60 мм. Фотокатод – полупрозрачный сурьмяно-натриево-калиево-цезиевый, с областью максимальной чувствительности 420-520 нм. Число каскадов усиления – 12.

Блоки свинцового стекла заворачивались в алюминизированный майлар и чёрную бумагу. На фронтальной поверхности блока оставлялось маленькое окно для пропускания света от подводящего волокна светодиодной системы.

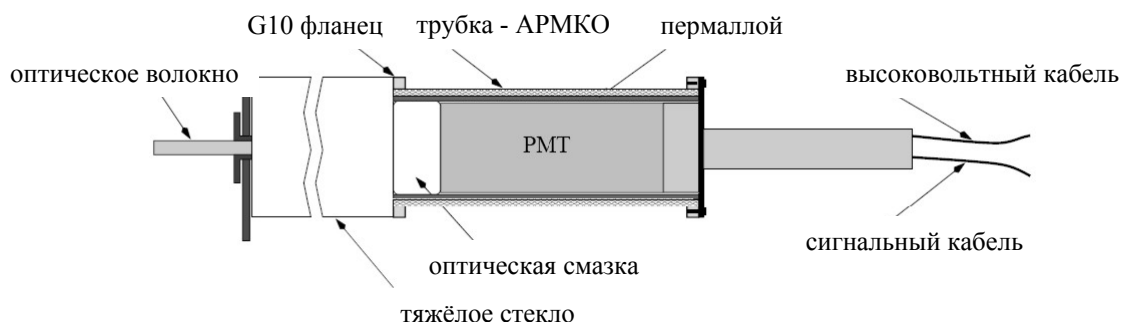


Рис. 2 Схема индивидуального счётчика

Детектор оснащен системой режекции заряженных частиц ВЕТО, состоящей из 64 счетчиков на основе пластиковых сцинтилляторов. Отдельный счетчик состоит из сцинтиллятора размером $104 \times 104 \times 5$ мм³. В сцинтилляторе выфрезерована круговая канавка глубиной 2 мм, в которую помещено светосмещающее оптическое волокно KURARAY Y-11. На одном конце волокна обеспечивается оптический контакт с полупроводниковым фотодиодом. Фотодиод оснащен специальной платой усилителя.

Детекторы системы ВЕТО были протестированы на пучках положительных частиц от ускорителя ИТЭФ. Частицы с импульсом 1 ГэВ/с проходили через многопроволочные пропорциональные камеры с разрешением 0.1 мм и детектор. Триггер формировался сигналами от двух пластиковых сцинтилляционных детекторов размером 10×10 см. Сигнал с модуля оцифровывался 10-битным АЦП и записывался на диск вместе с координатами частицы. На рис. 3 представлены спектр сигналов от прохождения частиц через детектор (серый) и спектр, получаемый при запуске от случайного генератора (чёрный). Для обоих спектров можно четко выделить пьедестальный пик (75 отсчётов АЦП), соответствующий отсутствию сигнала на фотодиоде, и фотоэлектронные пики (95, 110, 125 и т.д.).

Высокое разрешение фотоэлектронных пиков позволяет проводить мониторинг усиления фотодиода в режиме реального времени. Измеренная эффективность регистрации заряженных частиц составляет более 98% при пороге 1.5 фотоэлектрона. В настоящее время работа над увеличением световых выходов продолжается. Есть возможность улучшить технологию сборки детекторов за счёт наклеивания оптического волокна специальным прозрачным клеем, за счёт приклеивания к противоположному от фотодиода концу волокна отражателя или другого фотодиода.

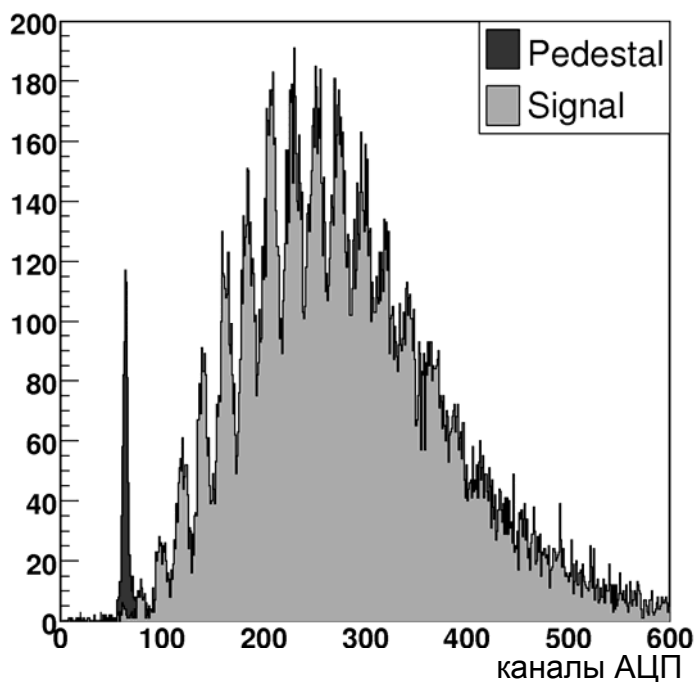


Рисунок 3 Амплитудный спектр релятивистских заряженных частиц в модуле системы ВЕТО

Для мониторинга изменения усиления ФЭУ калориметра со временем использовалась светодиодная система. С помощью светодиода генерируется световой импульс, аналогичный свету от электромагнитного ливня. Этот импульс распределяется световодными каналами в калориметрические модули. Дополнительно поток света от светодиода контролируется фотодиодом.

Система сбора данных, разработанная в ИТЭФ, выполнена в стандарте VME и предусматривает: амплитудно-цифровое преобразование (АЦП) сигналов с детекторов, запись информации в буфер и передачу информации на накопительные диски по каналу сети Ethernet.

Модуль 16-канального АЦП предназначен для сбора информации с калориметрических модулей в режиме без мертвого времени. Входные сигналы поступают на 16 плат формирователей, где короткий сигнал (10–50 нс) линейно преобразуется в длинный (примерно 400 нс). Получившиеся сигналы передаются на 10-битные АЦП, где оцифровываются с частотой 40 МГц. Оцифрованные данные от 16 каналов по 10 бит на канал (всего 160 бит) поступают каждые 25 нс на две микросхемы программируемой логики Spartan-II фирмы Xilinx [15] (по 80 бит на каждую), в которых происходят следующие действия:

1) задержка сигнала до 256 тактов 40 МГц на входном буфере (FIFO);

2) перенос данных со всех каналов в выходное FIFO по приходу внешнего триггера в пределах запрограммированного временного окна, с добавлением 80-битного заголовка с информацией о событии.

Для отбора событий с энергичным фотоном на эксперименте был применен триггер, срабатывающий, если амплитуда в одном из 64-х счетчиков превышала порог, эквивалентный энерговыделению в счетчике ~ 1 ГэВ.

Данные из выходного FIFO считываются с помощью третьей микросхемы Spartan-II в расположенную в том же модуле оперативную память размером 32 Мб. Оперативная память вычитывается по шине VME и передается в сервер по окончании цикла ускорителя, что позволяет исключить наводки на входные аналоговые схемы со стороны шины VME.

Калориметр был прокалиброван на вторичном пучке ускорителя ИТЭФ при следующих импульсах электронов: 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0 ГэВ/с.

В качестве триггера электронов требовалось совпадение сцинтилляционных счетчиков и черенковского порогового счётчика. Сцинтилляционные счетчики шириной 2 см по горизонтали и 1 см по вертикали выделяли пучок электронов. Зависимость средних значений амплитуд отклика калориметра от импульсов электронов аппроксимировались линейной зависимостью (рис. 4), и таким образом определялись коэффициенты преобразования сигналов в энергию электромагнитного ливня. Линейность отклика калориметра была установлена в диапазоне энергий 0.5–4 ГэВ. Более подробно процедура калибровки описана в [1].

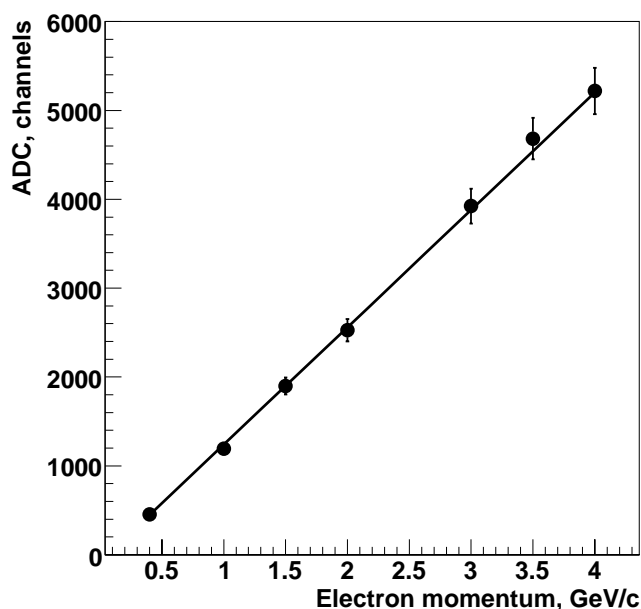


Рис. 4. Зависимость номера амплитудного канала АЦП от энергии электромагнитного ливня

В третьей главе описан процесс проведения эксперимента. В первом разделе приводится схема эксперимента. Эксперимент проводился в

магнитном зале ускорительного комплекса У10 ИТЭФ в мае 2007 года. Схема установки показана на рис. 5. Бериллиевая фольговая мишень облучалась ионами ^{12}C с кинетической энергией 3.2 ГэВ/нуклон. Интенсивность пучка составляла порядка 10^7 частиц/цикл. Эффективность мишени оценивается $\sim 10\%$. Длительность одного цикла 3.8 с, продолжительность сброса ионов на мишень: 500 мс.

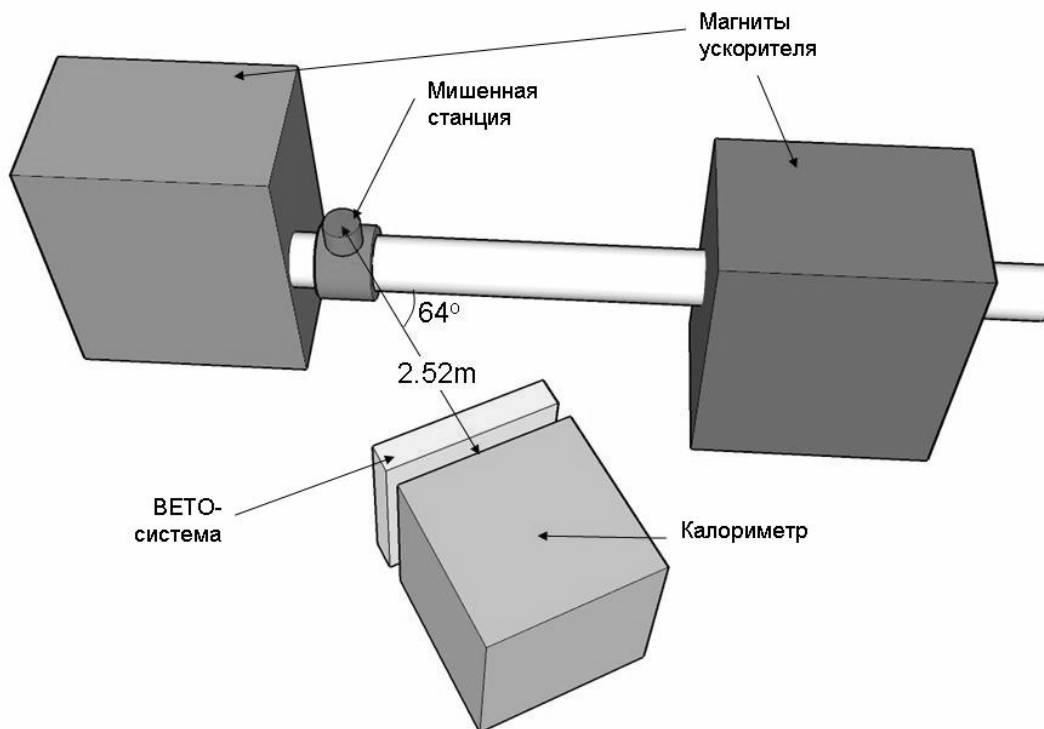


Рис. 5 Схема установки для проведения эксперимента в магнитном зале

Калориметр располагался на расстоянии 252 см (от мишени до передней стенки калориметра) под углом $\sim 64^\circ$ к направлению пучка. Центр калориметра был приподнят над плоскостью пучка на 41 см.

Далее во втором разделе описаны параметры системы сбора данных, приведён алгоритм обработки сигналов. В третьем разделе описаны методы онлайн контроля поступающей информации.

В **четвёртой** главе описан процесс обработки полученной в ходе эксперимента информации.

На рис. 6 приведен пример, когда во временной интервал, анализируемый АЦП, кроме сигнала триггерной частицы попал еще один сигнал. При наложении сигналов от двух частиц соответствие амплитуды сигнала и вычисляемого суммированием энерговыделения нарушается и такие события отбрасывались. Сигналы отбрасывались также по следующим критериям:

среднее квадратичное отклонение отсчетов для пьедестала данного сигнала превышает 10% от среднего значения пьедестала,

позиция максимума амплитуды сигнала не находится в районе 26-го отсчета.

На рис. 7 показан пример спектра амплитуд зарегистрированных сигналов для одного из счетчиков калориметра. Резкий скачок в районе 200 отсчетов АЦП соответствует пороговой величине триггерного сигнала в данном счетчике. Спектр до 200 отсчетов соответствует случаю, когда частица, давшая триггерный сигнал, попала в другой счетчик.

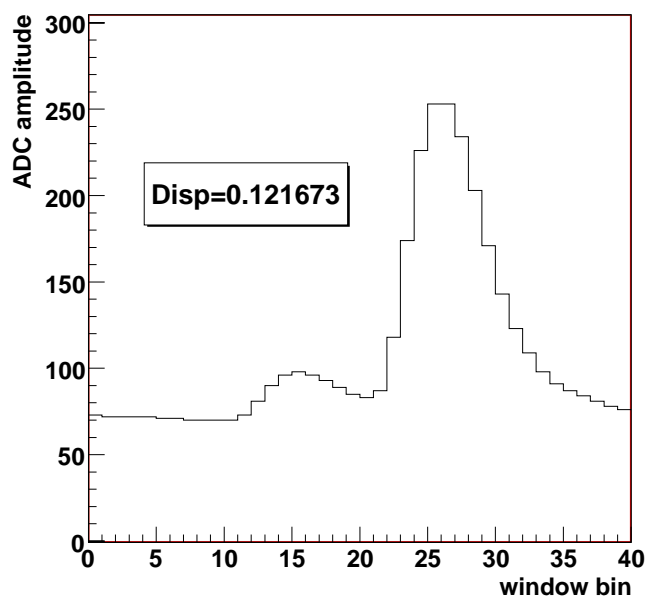


Рис. 6 Пример наложения двух сигналов

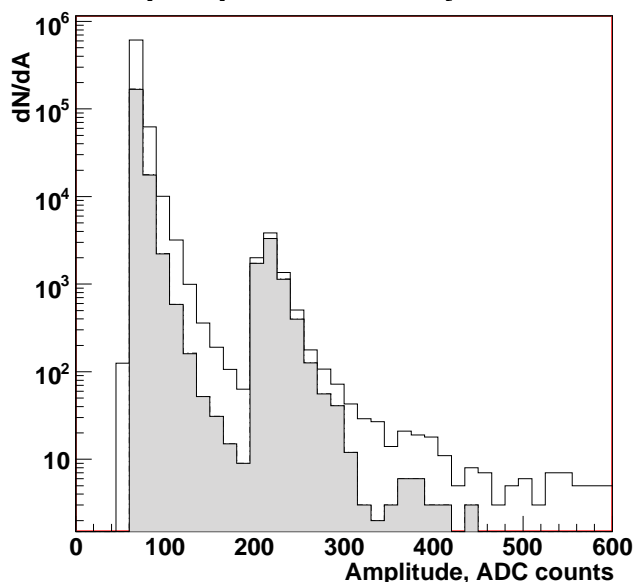


Рис. 7 Влияние критериев отбора событий на спектр амплитуд сигнала в одном из счетчиков калориметра. Светлая гистограмма – без ограничений, серая гистограмма – с ограничениями

На этом же рисунке показано влияние критериев, использованных для отбора событий исследуемой реакции. Эти критерии связаны как с

упомянутыми выше характеристиками сигналов, так и с параметрами, характеризующими качество пучка. Нами отбрасывались события, зарегистрированные при интенсивности пучка ниже $\sim 10^7$ ионов/сброс, так как часть событий оказалась не связанной с наличием пучка (фоновые события). Отбрасывались также события, в которых число каналов калориметра, зарегистрировавших сигнал выше порога 300 МэВ, было аномально большим (больше трех), так как эти события коррелированы с локальными неоднородностями интенсивности, обусловленными сбоями в процессе наведения пучка на мишень (“шпильки”).

При попадании фотона в край счетчика часть ливня регистрируется соседним(и) детектором(и). Доля таких событий определяется соотношением радиуса Мольера (3.6 см) и размером счетчика (10 см).

В сигналы счетчиков, прилегающих к триггерному, в заметной доле событий дают существенный вклад “хвосты” от ливня в триггерном стекле. Это иллюстрирует рис. 8. На нем показано отношение распределений по расстоянию между центрами триггерного и остальных стекол калориметра (с энерговыделением большим 300 МэВ) в одном и в разных (mixed) событиях, нормированное на одинаковое количество событий. Эффект в точке 1 дм показывает, что существует большая корреляция между триггерным и прилегающим к нему счетчиком (расстояние между ними 1 дм). Это свидетельствует о том, что в части событий сигнал в этих счетчиках вызывается одним и тем же электромагнитным ливнем. Сигналы в счетчиках, не граничащих со счетчиком, давшим триггер, не коррелируют с ним: как видно из рисунка, для расстояний более 1.5 дм отношение постоянно.

Чтобы уменьшить влияние краевого эффекта (кластеризации) на измеряемые спектры фотонов, мы исключали из анализа события, если в одном из соседних с триггерным детекторов энерговыделение dE составляло более 15% от энерговыделения E в триггерном детекторе. По сути, это условие соответствует ограничению акцептанса детекторов центральной частью ($\sim 2/3$ от площади каждого детектора). Величина $C = dE/E = 0.15$ была выбрана из соображений компромисса. При $C < 0.15$ значительная часть событий была бы неоправданно отброшена из-за наличия в одном из соседних детекторов сигнала, соответствующего $0.1 < dE < 0.2$ ГэВ. Сигналов с таким небольшим энерговыделением много, и это, как правило, фон. На рис. 9 показана зависимость отношения числа отобранных по критерию изолированности триггеров к числу триггеров без отбора (R , %) в зависимости от максимально допустимой в соседних детекторах энергии в процентах от энергии, выделившейся в триггерном детекторе C (для примера выбран детектор 18). Видно, что при $C < 0.15$ число отбрасываемых событий резко увеличивается.

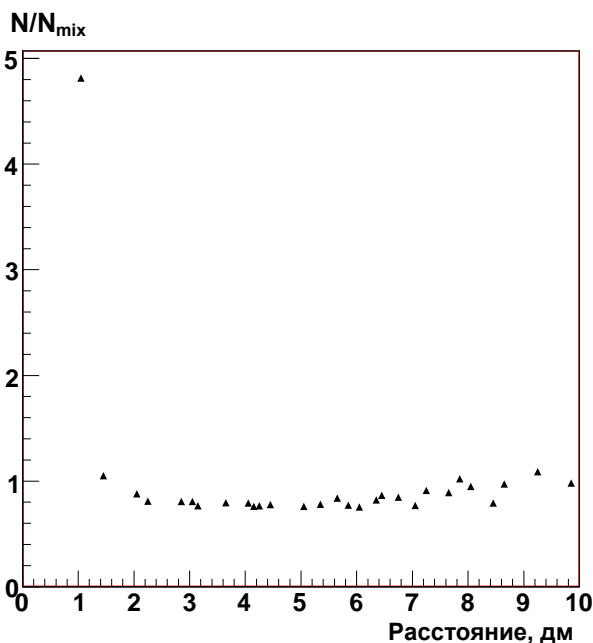


Рис. 8 Отношение распределений по расстоянию между триггерным и остальными стеклами калориметра в одном и в разных событиях

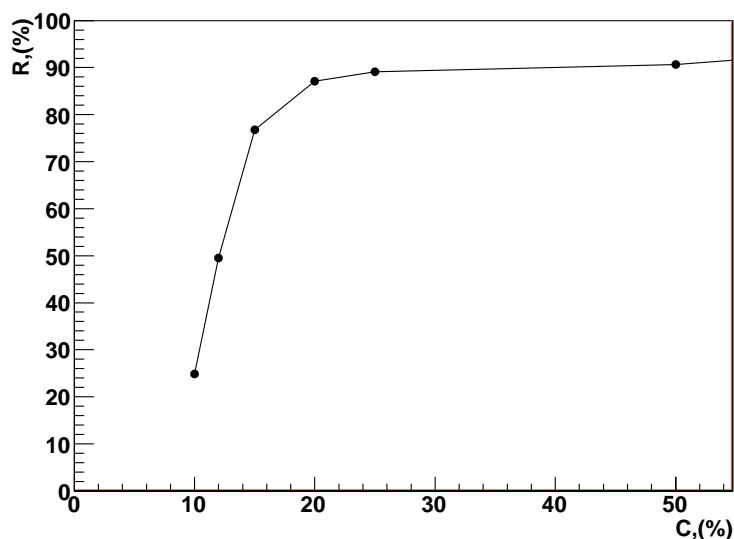


Рис. 9 Отношение числа отобранных по критерию изолированности триггеров к числу триггеров без отбора (R_i , %) в зависимости от максимально допустимой в соседних детекторах энергии в процентах от энергии, выделившейся в триггерном детекторе (C_i , %)

При $C > 0.15$ в измеряемом спектре заметную долю составляют события, когда $0.2 < dE < 0.3$ ГэВ. Игнорировать эту заметную часть энергии фотона неправильно, а точность измерения малых энерговыделений калориметрическим методом невысока. Кроме того, в указанном диапазоне dE роль фонов остается существенной. Поэтому процедура определения энергии фотона с учетом такой добавки к выделившейся в триггерном детекторе энергии оказалась неэффективной, а ошибка измерения энергии — неприемлемо большой. Поскольку выбор параметра C в какой-то степени

субъективен, мы сравнили результаты, полученные при $C = 0.12, 0.15, 0.18$ и при фиксированном ограничении на величину $dE = 0.2 \text{ ГэВ}$. Результаты этого сравнения были использованы для оценки систематических ошибок.

Используя вышеприведенные критерии отбора событий, мы будем отождествлять энергию, выделившуюся в триггерном детекторе, с энергией пришедшей частицы. Точность определения энергии складывается из энергетического разрешения калориметра ($\frac{\sigma}{E} = \frac{5\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$ [1]) и точности выделения центрального события $\sim 100 \text{ МэВ}$. Для частицы с $E = 1.5 \text{ ГэВ}$ суммарная точность получается приблизительно 120 МэВ . При этом энергетическое разрешение калориметра достаточно хорошее, чтобы измерять спектры с наклоном $T_0 \sim 100 \text{ МэВ}$. Вторая компонента систематической погрешности, хоть и сравнима с наклоном, но не носит вероятностный характер. То есть, отбрасываемая часть ливня не может быть хоть с какой-то вероятностью больше, чем C . Поэтому систематическая погрешность не будет сильно влиять на форму спектра. Таким образом, статистическая ошибка наклона $\sim 1 \text{ МэВ}$, а систематическая $\sim 10 \text{ МэВ}$.

На рис. 10 приведён инвариантный спектр фотонов, зарегистрированных калориметром. Он получен суммированием спектров всех «хороших» каналов калориметра, где каждое событие взято с весом $1/E$.

Также на рисунке показан спектр фоновых событий, набранный в те периоды, когда ускоритель не работал или интенсивность пучка была низкая. При энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}$ виден пик от событий, когда ускоритель работал, но с недостаточной интенсивностью пучка. Он сильно подавлен по сравнению с физическим спектром. Из рисунка видно, что высокоэнергетическая часть физического спектра в основном заполнена фоновыми событиями. Природа этих событий нам пока не ясна. Может быть, они обусловлены приходом нескольких частиц одновременно или же связаны с высоковольтным питанием ФЭУ. В дальнейшем мы будем приводить спектры до уровня 2.2 ГэВ , где вклад фоновых событий меньше 30% .

В **пятой главе** обсуждаются полученные результаты. На рис. 11 приведены инвариантные спектры фотонов для диапазонов углов $55^\circ\text{--}61^\circ$, $61^\circ\text{--}67^\circ$ и $67^\circ\text{--}73^\circ$ для энергий E фотонов заведомо большей установленного порога триггера. Приведенные ошибки – статистические. Спектры удовлетворительно описываются экспоненциальной функцией, $\sim \exp(-E/T_0)$. Параметры наклона спектров T_0 (см. табл. 1) отличаются слабо. Это связано с узостью диапазона углов. При этом видна значительная разница в сечениях. Так как порог срабатывания триггера $T_{\text{тр}} \gg T_0$. Поэтому хотя разница наклонов и не велика, на большой базе изменения энергии фотона это приводит к существенной разнице сечений.

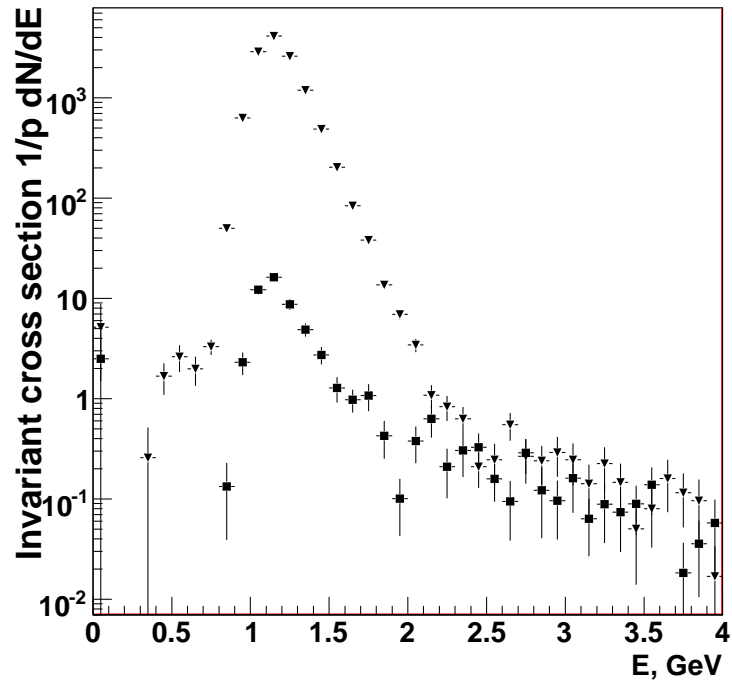


Рис. 10 Инвариантный спектр фотонов (треугольники) и спектр фоновых событий (прямоугольники).

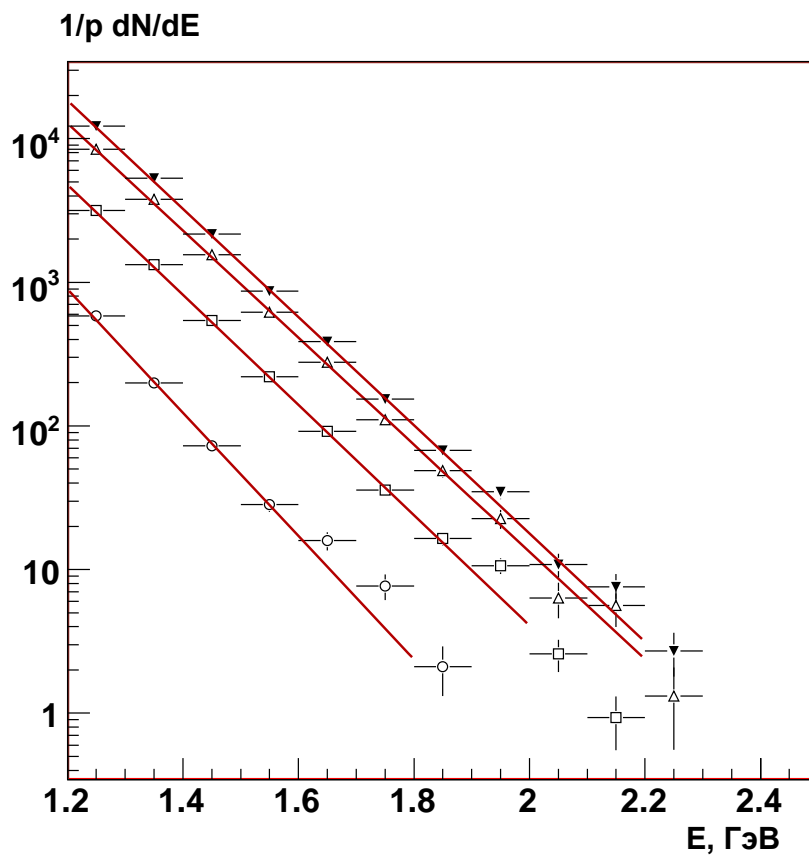


Рис. 11 Инвариантные спектры фотонов в произвольной нормировке для диапазонов углов $55^\circ - 61^\circ$ Δ , $61^\circ - 67^\circ$ \square и $67^\circ - 73^\circ$ \circ . Точки \blacktriangledown – суммарный спектр в диапазоне углов $55^\circ - 73^\circ$. Прямые – результат фита (см. табл. 1).

Данные во всем диапазоне углов сравнивались с предсказаниями модели ядро-ядерных столкновений RQMD (далее “модель 1”). Из рис. 12 видно, что расчет в рамках модели 1 удовлетворительно согласуется с начальной частью измеренного спектра, но не дает выхода частиц с энергиями больше 1.5 ГэВ.

Данные также сравнивались с модельным расчетом (далее “модель 2”), базирующемся на экспериментальных данных о рождении пионов в АА-взаимодействии, описанным в первой главе.

Результаты расчета по модели 2 и коридор ошибок также приведены на рис. 12. Видно, что измеренный спектр качественно согласуется с моделью 2, но количественно модель переоценивает сечения рождения фотонов при больших энергиях в 2-3 раза.

В табл. 1 приведены наклоны T_0 , полученные фитированием спектров зависимостью $\sigma = \exp(-E/T_0)$. Для модели 1 наклон зависит от выбора начала фита. Это связано с тем, что при малых энергиях пионы распадаются на фотоны преимущественно с равными энергиями (близкими по порядку величин). Соответственно спектр фотонов в этом диапазоне энергий имеет больший наклон, чем спектр пионов. При увеличении же энергии становится преобладающим случай, когда один фотон несет значительно большую энергию, чем второй. И наклон спектра фотонов начинает стремиться к наклону для пиона. Другими словами, происходит выполаживание спектра в связи с уменьшением вероятности регистрации двух жестких фотонов от одного пиона. При начальной энергии $E_K = 3.2$ ГэВ под углом 64° наклон спектра пионов, рассчитанный по модели 2, $T_0 = 134$ МэВ. Как видно из таблицы, наклон модели 1 стремится к этому значению при увеличении нижней границы фитирования.

Как уже говорилось выше, в модели 1 выход за кинематическую границу NN -взаимодействия возможен за счёт стандартного фермиевского движения и перерассеяний. Эта модель не предназначена для описания глубоко кумулятивных явлений. Поскольку расчетные спектры резко обрываются при энергии ~ 1.5 ГэВ, то в таблице отсутствуют отдельно наклоны для разных углов при фите $E > 1.2$ ГэВ.

На рис. 13 приведены кинематические границы рождения фотона в реакциях с различным числом нуклонов $iN + jN$: $1N + 1N$, $1N + 3N$, $12N + 1N$, $1N + 9N$ и $2N + 2N$. Видно, что полученные данные существенно расширяют изученную в АВ столкновениях область в направлении, недоступном в нуклон-нуклонном взаимодействии.

Также видно, что кинематическая граница фрагментации ядра-снаряда (^{12}C) на нуклоне мишени заведомо пройдена (граница $12N + 1N$). Как отмечалось выше, сечения рождения частиц в кумулятивной области экспоненциально уменьшаются с ростом минимальной массы мишени, для которой процесс кинематически разрешен.

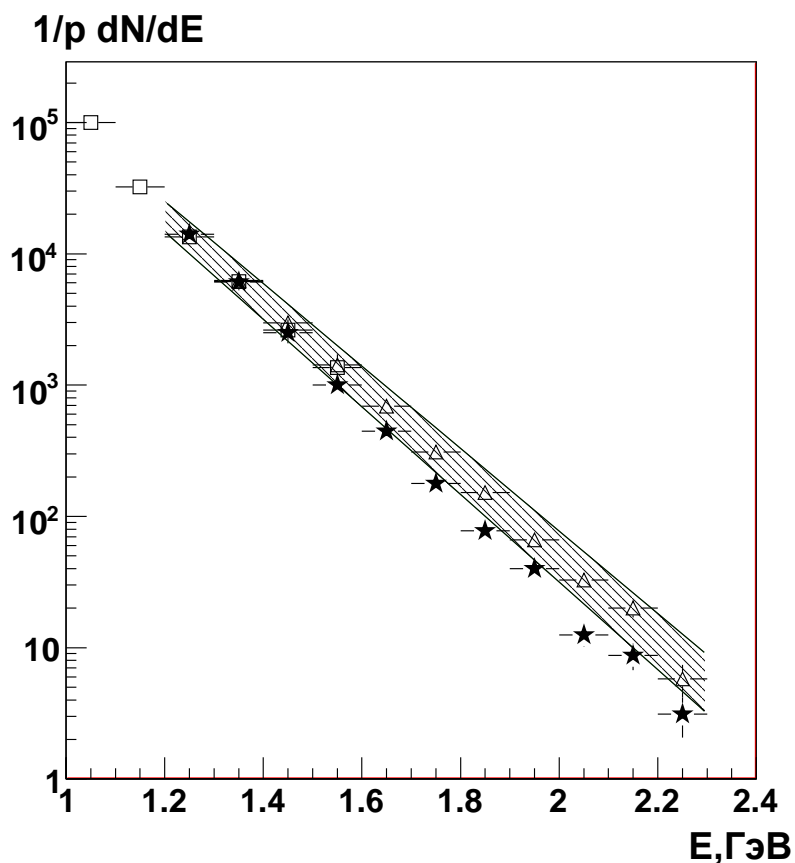


Рис. 12 Сравнение полученных данных для диапазона углов $55^\circ-73^\circ$ \star с предсказаниями моделей 1 (RQMD) \square и 2 Δ ; штриховка – коридор ошибок для модели 2.

Таблица 1 Значения параметра T_0 (в МэВ) при фитировании инвариантных спектров фотонов зависимость $\sim \exp(-E/T_0)$

	Область фита E , ГэВ	Диапазоны углов, град.			
		55–73	55–61	61–67	67–73
эксперимент	$E > 1.2$	115 ± 1 (стат.) ± 10 (сист.)	$117 \pm 1 \pm 10$	$113 \pm 1 \pm 10$	$101 \pm 3 \pm 8$
Модель 2	$E > 1.2$	134 ± 1	139 ± 1	128 ± 2	114 ± 3
Модель 1 (RQMD)	$E > 1.2$	123 ± 15			
Модель 1 (RQMD)	$E > 1.0$	103 ± 4	106 ± 5	80 ± 11	78 ± 14
Модель 1 (RQMD)	$E > 0.5$	91 ± 0.2	97 ± 0.2	87 ± 0.3	77 ± 0.4

При столкновении ионов логично предположить одинаковую зависимость от минимальной массы мишени и снаряда. Следовательно, можно ожидать, что величина сечения определяется суммой $i+j$. На рисунке приведены кинематические границы $2N+2N$ и $1N+3N$. Граница $3N+1N$ не показана, так как она проходит заведомо ниже границы $12N+1N$. В упомянутых во введении данных, полученных в рА-взаимодействиях, показано, что экспериментально удалось пройти до кумулятивного числа 3 (для пионов). Следовательно, приведенные результаты наших измерений не только превосходят ранее измеренные в ядро-ядерных реакциях данные, приведённые на рисунке, но и данные в протон-ядерных реакциях по суммарному кумулятивному числу M_{ff} .

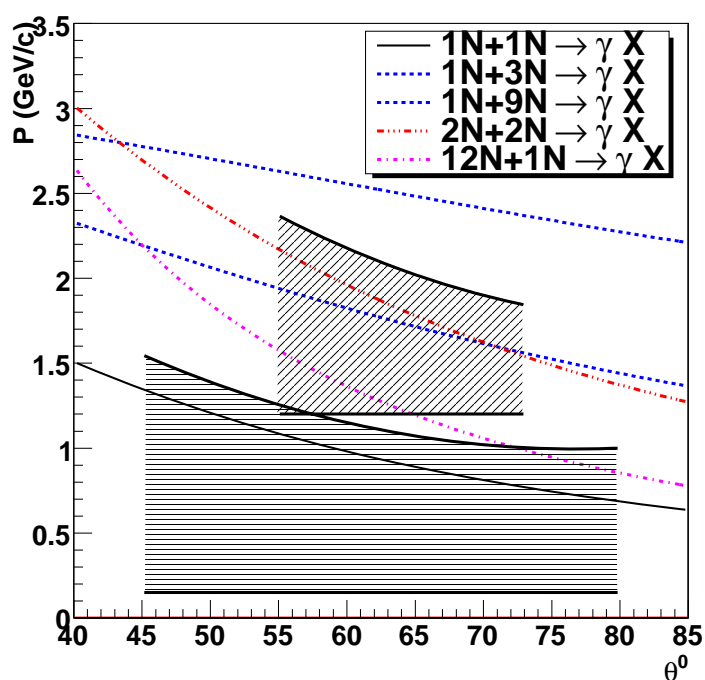


Рис. 13 Кинематические границы для реакций $iN+jN$ при 3.2 А ГэВ (снизу вверх при углах меньше 45°): $1N+1N \rightarrow \gamma X$; $1N+3N \rightarrow \gamma X$; $12N+1N \rightarrow \gamma X$; $1N+9N \rightarrow \gamma X$; $2N+2N \rightarrow \gamma X$. Горизонтальная штриховка – область экспериментальных данных для $C+C \rightarrow \pi-X$ при $T/A=3.3$ [16], косая – область экспериментальных данных настоящей работы.

На следующем рисунке (рис. 14) рассмотрим более подробно кинематическую область максимального импульса фотона, для которого получены данные настоящей работы. Здесь приведены три набора кривых, соответствующих кинематическим границам процессов:

взаимодействие нуклона ядра-снаряда с флуконом ядра-мишени – $1N+4N$, $1N+5N$, $1N+6N$,

флукон-флуконные взаимодействия с массой флукона из ядра-мишени 2 – $2N+2N$, $3N+2N$, $4N+2N$,

флуктон-флуктонные взаимодействия с массой налетающего флуктона $2 - 2N+2N, 2N+3N, 2N+4N$.

Из рисунка видно, что полученные данные выходят за кинематическую границу $1N+4N$. Оставаясь в рамках гипотезы взаимодействия налетающего нуклона с флуктоном ядра мишени, наиболее реалистично сравнивать полученные данные с границами $1N+5N$ или $1N+6N$.

Из второй серии кривых ($iN+2N$) наиболее реалистично сравнивать данные с границами $3N+2N$ и $4N+2N$. Из этих двух наборов трудно выделить процесс, который описал бы данные во всём диапазоне углов. Процессом $3N+2N$ можно описать данные при малых углах ($\sim 57^\circ$), однако даже процесс $4N+2N$ не описывает достигнутые значения импульсов фотонов при больших углах ($>70^\circ$). Если рассмотреть первый набор (фрагментация ядра), то большую часть диапазона углов данные можно описать процессом $1N+5N$. Однако для малых углов процесса взаимодействия с пятью нуклонами, по-видимому, не достаточно. Данные необходимо сопоставлять с процессами как минимум $1N+6N$.

Следовательно, в любом из первых двух сценариев ($1N+jN, iN+2N$), двигаясь вдоль границы измеренного нами диапазона, мы должны предполагать изменение порядка кумулятивности, что должно было бы приводить к резкому изменению сечений. Данные об угловой зависимости измеренных сечений не поддерживают ни первый, ни второй сценарий.

В то же время третий сценарий вполне соответствует наблюдаемой зависимости. Угловую зависимость во всём диапазоне можно понять, если предположить что взаимодействие описывается процессом $2N+3N$.

Сравнение измеренного значения параметра наклона спектра фотонов с наклонами, которые стоит ожидать в приведённых сценариях, также указывает на доминирующую роль процесса $2N+3N$.

В заключении перечислены основные результаты, выносимые на защиту.

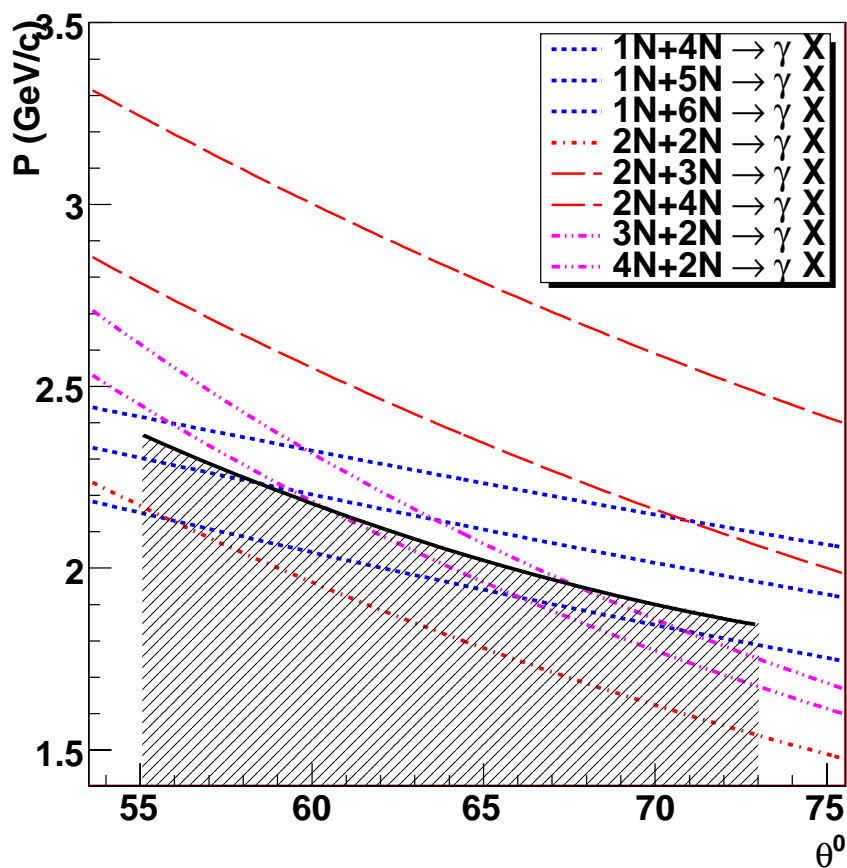


Рис. 14 Кинематические границы для реакций $iN+jN$ при 3.2 АГэВ (снизу вверх при углах меньше 45°): пунктирные линии – $1N+4N \rightarrow \gamma X$, $1N+5N \rightarrow \gamma X$, $1N+6N \rightarrow \gamma X$; штрихпунктирные линии – $2N+2N \rightarrow \gamma X$, $3N+2N \rightarrow \gamma X$, $4N+2N \rightarrow \gamma X$; штриховые линии – $2N+3N \rightarrow \gamma X$, $2N+4N \rightarrow \gamma X$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 И. Г. Алексеев, С. Г. Белогуров, ... Г.Б. Шарков, препринт ИТЭФ 2006-9с Москва, 2006; ПТЭ, **4**, 491 (2008).
- 2 И. Г. Алексеев, В. Е. Вишняков, ... Г.Б. Шарков, ЯФ, **71**, 1848, (2008).
- 3 J.C.Collins and M.J.Perry, [Phys.Rev.Lett. **34**, 1353 \(1975\)](#).
- 4 D.Bailin and A.Love, Phys.Rep. **107**, 325 (1984).
- 5 A.M.Baldin, Short Communication in Physics, Lebedev Institute for Physics Press, **1**, 35 (1971).
- 6 Yu.D. Bayukov et al., Izvestia Akad.Nauk SSSR, Fizika, 30, 521 (1966); ЯФ, 18, 1246 (1973).
- 7 D.I.Blohintsev, Sov.Phys.JETP **33**, 1295 (1957), V.V.Burov et al., Phys.Lett. **B67**, 46 (1977), A.V.Efremov, Sov.J.El.Part.Nucl.Phys. **13**, 613 (1982).
- 8 R. Aeverbeck et. al. Z. Phys. A 359, 65–73 (1997)
- 9 И.Г. Алексеев, С.Г. Белогуров, В.Е. Вишняков,..., препринт ИТЭФ 2006-9с; принято к публикации в ПТЭ №3 2008г.
- 10 R.Brun et al., GEANT3 User Guide, DD/EE/84-1 (1985); <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geantold/GEANTMAIN.html>.
- 11 R.Brun et al., <http://root.cern.ch>
- 12 H.Sorge, H. Stoecker and W. Greiner, Ann. Phys. (NY) 192, 266 (1989); Nucl. Phys. **A498**, 567c (1989); Z. Phys. C47, 629 (1990); [H.Sorge, Phys. Rev. **C52**, 3291 \(1995\)](#).
- 13 S.Nagamiya et al., [Phys.Rev. **C24**, 971 \(1981\)](#), S.A.Chessin, Preprint LBL-14262 (1983) (data at 180 deg.).
- 14 В. П. Зрелов *Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий*, (Атомиздат, Москва, 1968), т. 2., с. 264; М. Я. Балац и др., Препринт ИТЭФ-140, Москва, (1981).
- 15 Spartan-II 2.5V FPGA Complete Data Sheet: <http://www.xilinx.com>
- ¹⁶ G.N.Agakishiev et al., Yad.Fiz. **51**, 1591 (1990) [Sov.J.Nucl.Phys. **51**, 1004 (1990)], A.M.Baldin et al., Preprint JINR-E1-82-472 (1982) (data at 180 deg.).