

В. Г. Недорезов

**ФОТОЯДЕРНЫЕ
РЕАКЦИИ
В ОБЛАСТИ
НУКЛОННЫХ
РЕЗОНАНСОВ**



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Институт ядерных исследований»
Российской академии наук

В. Г. НЕДОРЕЗОВ

**ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
В ОБЛАСТИ НУКЛОННЫХ
РЕЗОНАНСОВ**

Москва
Наука образования
2014

УДК 539.126
ББК 22.383
Н42



Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 14-02-07008, не подлежит продаже.

Недорезов В. Г.

Н42 Фотоядерные реакции в области нуклонных резонансов: монография. – М. : Наука образования, 2014. – 168 с.

ISBN 978-5-904006-05-1

В настоящей монографии использованы в основном материалы исследований, выполненных в лаборатории фотоядерных реакций ИЯИ РАН в рамках международной коллаборации GRAAL (GRenoble Accelérateur Anneau Laser). Основную часть составляют результаты работ по фоторождению мезонов в области энергий от порога до нескольких ГэВ, полученные за последние двадцать лет на пучке монохроматических поляризованных фотонов с энергией от 500 до 2000 МэВ. Основной упор сделан на анализе экспериментальных результатов с использованием различных теоретических моделей. Одна из глав посвящена описанию метода обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах высокой энергии в накопителях, который был реализован для изучения фотоядерных реакций в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) еще в восьмидесятих годах прошлого века и затем был использован в различных научных центрах, включая коллаборации GRAAL, LEGS (США), LEPS (Япония) и др. Последние годы характеризуются существенным расширением тематики фотоядерных исследований. Поэтому в монографию вошли также новые темы, в частности, изучение нелинейных эффектов квантовой электродинамики в фотоядерных процессах, включая кулоновскую диссоциацию релятивистских ядер, мультифрагментацию ядер под действием фотонов, а также фотоядерные реакции на импульсных фемтосекундных лазерах. Последняя глава посвящена обсуждению некоторых новых крупных фотоядерных проектов, сформировавшихся в последние годы.

ISBN 978-5-904006-05-1

© Недорезов В. Г., 2014
© ИД «Наука образования», 2014

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| Введение | 7 |
| Глава 1 Основные базы данных по фотоядерным реакциям области нуклонных резонансов | 10 |
| Глава 2 Обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов на электронах высокой энергии как метод получения поляризованных монохроматических гамма-квантов | 15 |
| 2.1 Основные характеристики процесса обратного комптоновского рассеяния | 15 |
| 2.2 Применение метода обратного комптоновского рассеяния в фотоядерных экспериментах | 18 |
| Глава 3 Установка GRAAL (GRenoble Accelérateur Anneau Laser) | 29 |
| 3.1 Аппаратурное и программное обеспечение | 29 |
| 3.2 Фоновые условия | 46 |
| 3.3 Моделирование изучаемых процессов и его роль в получении экспериментальных данных | 57 |
| 3.4 Идентификация мезонов и нуклонов. Основные критерии отбора событий фоторождения мезонов на нуклоне | 66 |
| 3.5 Алгоритмы определения сечений и асимметрии реакций фоторождения нейтральных и заряженных пионов на нуклоне | 77 |
| Глава 4 Результаты измерений | 85 |
| 4.1 Пучковая асимметрия | 86 |

| | |
|---|-----|
| 4.2 Дифференциальные парциальные и полные сечения фоторождения мезонов | 99 |
| Глава 5 Новые фотоядерные методы | 109 |
| 5.1 Меченые мезоны | 109 |
| 5.2 Измерение анизотропии скорости света в мировой системе координат | 116 |
| Глава 6 Фотоядерные исследования в области средних и тяжелых ядер | 118 |
| 6.1 Общие отличия процессов фоторождения мезонов на свободных и внутриядерных нуклонах. Δ -изобара в ядрах | 119 |
| 6.2 Фото- и электроделение ядер-актининов при энергиях фотонов до 2 ГэВ | 129 |
| Глава 7 Нелинейные эффекты квантовой электродинамики в фотоядерных процессах | 139 |
| 7.1 Многофотонные обмены. Кулоновская диссоциация релятивистских ядер | 142 |
| 7.2 Фотоядерные эксперименты на импульсных фемтосекундных лазерах | 147 |
| Глава 8 Новые фотоядерные проекты | 152 |
| 8.1 Проект ELISe – Electron Ion Scattering – Рассеяние электронов на экзотических нестабильных ядрах..... | 153 |
| Заключение | 159 |
| Список литературы | 161 |

Фотоядерные реакции в области нуклонных резонансов

Исследования взаимодействия фотонов высокой энергии с атомными ядрами активно ведутся во многих научных центрах Европы, Америки, Азии. В России им тоже уделяется достаточно большое внимание. В настоящей монографии использованы в основном материалы исследований, выполненных в лаборатории фотоядерных реакций ИЯИ РАН. Эти работы регулярно получали поддержку Российского фонда фундаментальных исследований*.

Основную часть составляют результаты работ по фоторождению мезонов в области энергий от порога до нескольких ГэВ, полученные за последние двадцать лет на пучке монохроматических поляризованных фотонов в международной коллаборации GRAAL (GRenoble Accelérateur Anneau Laser).

Эта коллаборация была создана на базе Европейского накопителя электронов ESRF с энергией 6 ГэВ в Гренобле (Франция) с участием российских ученых. В настоящее время эксперименты, длившиеся в почти непрерывном режиме более 20 лет, завершены.

*Реализованные проекты РФФИ: 98-02-22000-НЦНИ_a (фоторождение тяжелых мезонов, тема PICS n 306), 01-02-17235-а (совместно с Францией) – Исследование фотопоглощения ядер в области нуклонных резонансов, 04-02-16996-а – Исследование фотопоглощения и фотоделения ядер в области энергий 150-2000 МэВ, 05-07-90329-в – Новая реляционная база экспериментальных и модельных данных по фоторождению мезонов в Интернет, 08-02-00648-а – Исследование взаимодействия эта-мезонов с ядрами, 11-02-00286-а – Исследование ядерных процессов при взаимодействии сверхсильных электромагнитных полей лазерного излучения с веществом. 12-02-06118-г, 09-02-06167-г, 06-02-26114-г – проведение международных семинаров по электромагнитным взаимодействиям ядер (EMIN).

В результате собрана база данных по фоторождению мезонов на протоне, дейтроне и углероде, получен большой объем новой информации о свойствах нуклонных резонансов, о механизмах фоторождения мезонов в резонансной области энергий. Изучены также различные, главным образом, астрофизические приложения.

Приведенные в монографии данные обсуждаются с учетом вклада других научных центров в изучаемую проблему, включая LEGS (Брукхэвен, США), MAMI (Майнц), ELSA (Бонн, Германия), Spring-8 (Осака, Япония). При этом основной упор сделан на анализ экспериментальных результатов с использованием различных теоретических моделей. Одна из глав посвящена описанию метода обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах высокой энергии в накопителях, который был реализован для изучения фотоядерных реакций в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) еще в восьмидесятых годах прошлого века и затем был использован в большинстве указанных выше научных центров, включая коллаборацию GRAAL. Последние годы характеризуются существенным расширением тематики фотоядерных исследований. Поэтому в монографию вошли также новые темы, в частности изучение нелинейных эффектов квантовой электродинамики в фотоядерных процессах, включая кулоновскую диссоциацию релятивистских ядер, мультифрагментацию ядер под действием фотонов, а также фотоядерные реакции на импульсных фемтосекундных лазерах. Последняя глава посвящена обсуждению некоторых новых крупных фотоядерных проектов, сформировавшихся в последние годы.

В. Г. Недорезов

Институт ядерных исследований РАН,
Москва

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы исследования фотоядерных реакций в мире были сконцентрированы, главным образом, на изучении спиновой структуры нуклонов. Работа эта ведется уже немало лет, но только в последние годы стало возможным описание свойств нуклонных резонансов в условиях «полного опыта», когда измеряются все поляризационные наблюдаемые, включая поляризацию пучка, мишени и нуклонов отдачи. Эта трудоемкая работа еще далека от завершения, но на этом пути в последние годы получены важные результаты, которые существенно приближают к пониманию ядерной материи.

Возбуждение нуклонных резонансов происходит в области энергий фотонов от порога рождения мезонов до нескольких ГэВ. В этой области длина волны фотона сравнима с размером нуклона, вследствие чего фотоядерные реакции являются эффективным способом изучения структуры ядра на уровне нуклонных и мезонных степеней свободы. Это связано с тем, что оператор электромагнитного взаимодействия достаточно хорошо изучен, фотоны свободно проникают в ядро и эффективно взаимодействуют с нуклонами. Вносимый при этом в ядро угловой момент минимален по сравнению с сильно взаимодействующими частицами и множественность образующихся продуктов реакции относительно невелика. Вклад упругого рассеяния в фотоядерных реакциях пренебрежимо мал по сравнению с реакциями, где в качестве налетающих частиц используются мезоны, протоны или тяжелые ионы. Поэтому в сечениях фотоядерных реакций отчетливо выделяется резонансная структура, обусловленная возбуждением и распадом

нуклонных резонансов. С точки зрения ядерных или нуклонных взаимодействий фотоны не имеют структуры. Это означает, что любая особенность в наблюдаемых сечениях связана именно со структурой ядра или нуклона.

Интерес к исследованию фотоядерных реакций на пучках реальных и виртуальных фотонов (электронов) проявляется во многих развитых странах, включая США (лаборатория Джефферсона), Германию (университеты Майнца и Бонна), Японию (Центр ядерных исследований в Осаке). В России работы по этой теме ведутся в Новосибирске (ИЯФ СО РАН), Москве (ФИАН, ИЯИ РАН, НИИЯФ МГУ) и др. Следует отметить, что тематика фотоядерных исследований существенно расширилась в последние годы и включает в себя не только традиционные эксперименты на пучках электронов и фотонов, но также и новые направления, в частности, кулоновскую диссоциацию релятивистских ядер, фотоядерные реакции на фемтосекундных лазерах, рассеяние электронов на встречных пучках нестабильных релятивистских ядер и др.

Предмет настоящей монографии ограничен в основном изучением нуклонных резонансов и некоторыми приложениями, связанными с использованием пучков гамма-квантов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния. При этом основное внимание уделено исследованию легчайших ядер, главным образом водорода и дейтерия. Переход к изучению более тяжелых ядер является характерной чертой современного этапа фотоядерных исследований в мире и представляет собой актуальную задачу для последующих исследований.

Такие исследования проводились и раньше, но благодаря существенному развитию экспериментальной техники в последние годы, и прежде всего созданию пучков монохроматических поляризованных гамма-квантов в широком диапазоне энергий, эксперименты вышли на качественно новый уровень. К этому следует добавить разработку поляризованных мишеней и широкоапертурных детекторов, а также появление новых методов компьютерной обработки данных. В результате стало возможным приближение к так называемому полному опыту, когда все наблюдаемые, включая энергию, угол вылета, поляризацию фотона, ядра мишени и продукты реакции, измеряются в эксперименте и полностью характеризуют процесс взаимодействия фотона с ядром.

Проведенные в последние годы исследования позволяют сформулировать программу работ на последующие годы. При этом следует отметить появление новых методических разработок, например, создание гамма-источников нового поколения, разработку пучков аннигиляционных монохроматических фотонов с энергией в несколько сотен МэВ, обладающих малым энергетическим и угловым разбросом. Это позволит решать ряд задач на новом, более высоком уровне. К таким задачам можно отнести изучение нелинейных эффектов квантовой электродинамики в фотоядерных процессах, исследование механизмов ядерных возбуждений в атомных процессах, например, в рождении e^+e^- пар, поиск экзотических связанных ядерных состояний, например, эта-мезонных ядер, изучение мультифрагментации ядер, и многое другое.

Глава 1 Основные базы данных по фотоядерным реакциям области нуклонных резонансов

По рассматриваемой теме последняя монография была опубликована в 1989 г. [1], с тех пор появился ряд обзоров [2–4], на базе которых и составлена новая монография. Она описывает современные поляризационные фотоядерные эксперименты, которые, естественно, опираются на уже апробированные результаты, полученные ранее. Экспериментальные данные в сравнении с результатами теоретического анализа можно найти в свободном доступе на сайтах Вашингтонского университета (GWU SAID [5]), Университета Майнца (Mainz MAID [6]), Петербургского института ядерной физики (Bonn – Gatchina [7]). В соответствии со сложившейся терминологией рассмотрим основные определения используемых переменных. Они могут варьироваться для разных процессов с учетом имеющихся экспериментальных данных. В случае фоторождения пионов на нуклоне в соответствии со сложившейся терминологией используются следующие величины [8]:

Мультипольность электромагнитного взаимодействия – $(E_{l\pm}, M_{l\pm}, L_{l\pm}, S_{l\pm})$, где E и M означают электрический или магнитный переход, соответственно.

Амплитуды $(F_1, \dots, F_6, H_1, \dots, H_6, A_1, \dots, A_6)$.

Поляризационные функции отклика $(R_T, R_L, R_{LT}, R_{TT}, R_{LT}, R_{TT})$.

Дифференциальные сечения – $(d\sigma_T, d\sigma_L, d\sigma_{LT}, d\sigma_{TT}, \dots)$.

Пятизначные дифференциальные сечения – $(d^5\sigma, \Gamma, d\sigma^\nu = d\sigma_{T+\varepsilon}, d\sigma_{L+\varepsilon}, d\sigma_{TT} \cos 2\phi + \dots)$.

Полные сечения фотопоглощения – $(\sigma_T, \sigma_L, \sigma_{LT}, \sigma_{TT}, \dots)$.

Поперечные поляризационные наблюдаемые $(d\sigma/d\Omega, T, \Sigma, P, E, F, G, H, \dots)$,

Поляризация мишени (P_x, P_y, P_z) ,

Поляризация продуктов отдачи – (P_x', P_y', P_z') .

Правила сумм Герасимова – Дрелла – Хирна (GDH) и др. $(I_{GDH}, \gamma_0, I_{BC}, I_1, I_2, \dots)$.

Аналогично определяются переменные для фоторождения других, например, эта-мезонов [2] в соответствии с имеющимися экспериментальными данными.

Мультипольность $(E_{l\pm}, M_{l\pm})$,

CGLN и амплитуды спиральности $(F_1, \dots, F_4, H_1, \dots, H_4)$.

Неполяризованные дифференциальные сечения – (T, TT) .

Наблюдаемые поперечной поляризации – $(d\sigma/d\Omega, T, \Sigma, P, E, F, \dots)$.

Полные сечения – (T, TT) .

Как показали современные исследования, спектр барионных резонансов является более сложным по сравнению со спектром возбужденных мезонов. Долгие годы эти спектры не удавалось описать с помощью кварковой модели, так, энергии возбуждения слишком малы и не соответствуют области конфайнмента. Однако в последние годы спектр возбужденных нуклонов описан с достаточно высокой точностью и можно провести детальные сравнения с экспериментальными данными. Свойства барионных резонансов на основе парциального волнового анализа достаточно подробно описаны в [9]. При этом обсуждается ряд проблем, которые формируют на сегодняшний день программу исследований в этой области. Для самых легких ядер (протона и нейтрона) основной проблемой являются так называемые

мые “missing” (недостающие) резонансы, которые предсказаны теорией, но экспериментально не обнаружены.

В кварковых моделях большинство высоко возбужденных нуклонных резонансов слабо связано с $N\pi$ каналом, поэтому их нельзя наблюдать в упругом πN рассеянии. В случае неупругого рассеяния мезонов на нуклоне типа πN , ηN , и др. данные имеют малую статистику и далеки от полного опыта, когда известны все поляризационные наблюдаемые. Очевидно, изучение этой проблемы составит программу исследований на текущие годы. Это не исключает и поисковых задач, связанных, например, с экзотическими резонансами типа дибарион («шестикварковый мешок») или пентакварк (пятикварковое образование). Несмотря на многочисленные указания разных экспериментальных групп на возможность существования таких состояний, достоверных данных на эту тему пока еще нет, поэтому ссылки на эти работы мы здесь не приводим. Их можно найти, например, в [10], где анализ этой проблемы, несмотря на отсутствие надежных экспериментальных данных, продолжается.

Основной задачей на сегодняшний день остается мультипольный анализ экспериментальных данных и полное описание спиновой структуры нуклонов, чему и посвящено сейчас большинство экспериментальных и теоретических работ в этой области физики. Электрическая и магнитная поляризуемости описывают влияние статических электрических и магнитных полей на ядра и нуклоны, имеющие внутреннюю структуру. Для нуклонов скалярные и спин-зависимые поляризуемости могут быть измерены в комптоновском рассеянии фотонов при энергиях ниже порога рождения мезонов. Основой для понимания структуры нуклонов являются кварковые модели, обзор по которым можно найти в [11].

Согласно [12] амплитуду комптоновского рассеяния фотона на нуклоне можно представить следующим образом:

$$f = \boldsymbol{\varepsilon}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon} f_1(\omega) + i \omega \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^* \times \boldsymbol{\varepsilon} f_2(\omega), \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}$ – калибровочно инвариантный оператор электромагнитного поля, $\boldsymbol{\sigma}$ – спин-оператор нуклона, ω – энергия фотона. При $\omega = 0$ (низкоэнергетическая теорема)

$$f_1(0) = (\alpha / Z^2 / M), \quad f_2(0) = (\alpha k^2 / 2M^2), \quad (2)$$

где M – масса, $\alpha = e^2 / 4\pi = 1/137$; eZ – электрический заряд; k – аномальный магнитный момент нуклона. Дисперсионные соотношения позволяют связать амплитуду рассеяния с полными сечениями фотопоглощения циркулярно поляризованных фотонов:

$$f_1(0) = -(\alpha / Z^2 / M) + \omega^2 / 2\pi^2 \int \sigma_{\text{tot}}(\omega') / \phi(\omega') d\omega'; \quad (3)$$

$$f_2(0) = (\alpha k^2 / 2M^2) + \omega^2 / 2\pi^2 \int \Delta\sigma_{\text{tot}}(\omega') / \phi(\omega') d\omega' / \omega'; \quad (4)$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\omega) = \sigma_{3/2}(\omega) + \sigma_{1/2}(\omega), \quad \Delta\sigma_{\text{tot}}(\omega) = \sigma_{3/2}(\omega) - \sigma_{1/2}(\omega). \quad (5)$$

Отсюда следует правило сумм Герасимова – Дрелла – Хирна (см. обзор [13]), связывающее сечения фотопоглощения с фундаментальными характеристиками нуклона, обозначенными выше:

$$k^2 = -\frac{2m^2}{\pi e^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega} d\omega. \quad (6)$$

В этом же обзоре приведены правила сумм, выведенные впервые А. М. Балдиным и Гелл-Манном. Первое определяет связь электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей с полным сечением фотопоглощения:

$$\alpha + \beta = \frac{1}{2\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{tot}(\omega)}{\omega^2} d\omega. \quad (7)$$

Второе определяет спиновую поляризуемость γ :

$$\gamma = \frac{1}{4\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega^3} d\omega. \quad (8)$$

Приведенные соотношения показывают, что фотоядерные реакции при энергии выше массы пиона дают ключ к измерению фундаментальных характеристик нуклона. Решению этой проблемы посвящено большинство современных экспериментов.

Среди важных современных задач следует отметить исследование когерентного фоторождения мезонов на ядрах. В этом случае фотоны одновременно взаимодействуют со всеми протонами или нейтронами ядра, или его кластерами. Такой подход дает дополнительную информацию о структуре ядер.

Глава 2 Обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов на электронах высокой энергии как метод получения поляризованных монохроматических гамма-квантов

2.1 Основные характеристики процесса обратного комптоновского рассеяния

Дифференциальное сечение обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах в лабораторной системе (для идеальных условий, когда эмиттанс и поперечные размеры пучка электронов бесконечно малы), согласно расчетам [14, 15] можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{dn} = 4\pi \cdot r_0^2 \left[\frac{K}{1+n} + \frac{1+n^2}{K} - \frac{4n^2}{(1+n^2)^2} \right], \quad (9)$$

где E_e – энергия электронов; $n = \theta \gamma$, $\gamma = E_e/m_e$, $\lambda = 2\gamma \omega / E_e$, $K = 1 + n + \lambda$; ω – энергия лазерных фотонов; θ – угол вылета гамма-кванта относительно импульса электрона.

Энергия комптоновских квантов однозначно связана с углом рассеяния:

$$E_\gamma = 4\gamma^2 \frac{\omega}{1+n^2+\lambda}. \quad (10)$$

Из приведенных формул видно, что большая часть интенсивности пучка фотонов сосредоточена в пределах малого угла $\theta \sim 1/\gamma$. Для большинства имеющихся установок энергия электронов составляет несколько ГэВ, следовательно, характерный угол не превышает 10^{-3} рад.

Спектр гамма-квантов описывается уравнением:

$$\frac{d\sigma_0}{dE_\gamma} = \frac{\pi r_e^2 m_e^2}{2 \omega E_2} \left[\frac{m_e^4}{(4\omega^2 - E_\gamma^2)^2} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} - \frac{m_e^2}{\omega E_e} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} + \frac{E_e - E_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_e}{E_e - E_\gamma} \right] \quad (11)$$

Поляризация комptonовских гамма-квантов определяется поляризацией лазерных фотонов. Сечение с учетом поляризации фотонов (при рассеянии на неполяризованных электронах) можно выразить через параметры Стокса $\xi = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$, где $\xi_3 = 1$ означает горизонтальную линейную поляризацию, $\xi_3 = -1$, соответствует вертикальной линейной поляризации; ξ_1 и ξ_2 характеризуют, соответственно, линейную под углом 45° и циркулярную поляризации:

$$d\sigma = d\sigma_0 - \frac{4r_e^2 d\phi dy}{x^2} \xi_3 \left[\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{y}\right)^2 + \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{y}\right) \right]. \quad (12)$$

Здесь ϕ – азимутальный угол; x и y – переменные, определяемые начальным и конечным импульсом фотона (k, k') и электрона (p, p'): $x = 2pk/m^2$; $y = 2pk'/m^2$. Зависимость линейной и циркулярной поляризации гамма-квантов от энергии вместе со спектром показана на рисунке 1.

Видно, что при максимальной энергии, которая соответствует углу рассеяния 180° , степень поляризации близка к 100%.

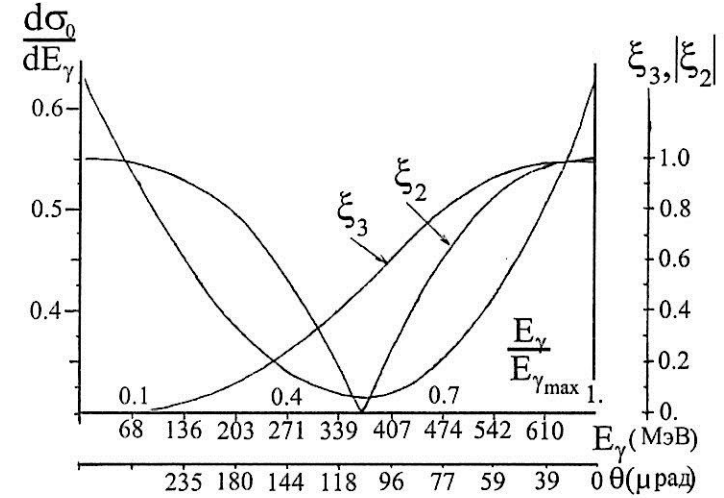


Рисунок 1 – Спектр $d\sigma_0/dE_\gamma$ (левая шкала) и поляризация (ξ_3 – линейная, ξ_2 – циркулярная (правая шкала)) для обратного комptonовского излучения

Наиболее подробные расчеты параметров пучков комptonовских фотонов можно найти в [16]. Там же приведены результаты расчетов для измерения поляризации гамма-пучка (поляриметра на основе рождения e^+e^- пар на атомных электронах). До сих пор прямых экспериментов по измерению поляризации гамма-квантов средних энергий не было сделано. Поэтому результаты расчетов необходимы для обработки экспериментальных данных.

2.2 Применение метода обратного комптоновского рассеяния в фотоядерных экспериментах

Метод обратного комптоновского рассеяния и полученные с его помощью результаты были опубликованы в обзоре [4]. Этот метод впервые экспериментально был продемонстрирован в ФИАНе [17] и детально изучен во Фраскати (Италия), где в 1983 году была создана установка LADONE [18], на которой впервые пучок комптоновских фотонов был использован в ядерной физике. Широкое применение метода обратного комптоновского рассеяния началось в 1994 году в Новосибирске, где был выполнен цикл работ по исследованию фотопоглощения и фотоделения ядер на установке РОКК (рассеянные обратные комптоновские кванты) [19]. В различное время работы по фотоядерным реакциям на комптоновских пучках проводились в Брукхэвене (США) на установке LEGS (Laser Electron Gamma Source) [20], в Гренобле на накопителе ESRF (эксперимент GRAAL – GRenoble Accelérateur Anneau Laser) [21], в Японии на SPring-8 (установка LEPS – Laser Electron Photon Source [22]), университете Дьюка (США) [23] и др.

Важным достоинством используемого в этих работах пучка является когерентность и высокая степень поляризации, – как линейной, так и циркулярной, – благодаря тому, что в процессе обратного комптоновского рассеяния энергия фотонов возрастает, а поляризация сохраняется. Такое свойство пучка позволяет исследовать спиновую структуру нуклонов, различные поляризационные эффекты в рассеянии фотонов на ядрах и нуклонах.

Следует отметить, что на тормозных пучках поляризационные эксперименты также составляют сейчас основную тему исследований, при этом также используется как линейная поляризация, получаемая в результате меллеровского рассеяния электронов на тормозной мишени, или циркулярная, когда исходный пучок электронов поляризован. Эта тема включает в себя измерение правила сумм Герасимова – Дрелла – Хирна (ГДХ) и других правил сумм, которые дают фундаментальную информацию об аномальном магнитном моменте нуклона и других его свойствах.

Обоснованием работ на комптоновских пучках может служить не только необходимость получения результатов разными методами, но и более высокое качество пучка, включая более высокую степень поляризации гамма-квантов и низкий уровень фона, а следовательно, повышение точности эксперимента.

Следует отметить, что все установки с комптоновскими пучками созданы на электронных накопителях, где ток электронов за счет большой частоты повторения достигает нескольких сотен мА. При этом интенсивность гамма-пучка получается сравнительно невысока (до 10^7 фотон/сек). Ограничение по интенсивности связано с выбиванием лазерным лучом электронов с орбиты накопителя и уменьшением времени жизни пучка, что не позволяет работать на накопителе одновременно с другими пользователями. Обычно допустимое уменьшение времени жизни пучка по согласованию со всеми пользователями, составляет величину, близкую к 15%. Период между циклами инжекции обычно составляет сутки. Для получения такого времени жизни мощность лазера порядка нескольких ватт оказывается достаточной в эксперименте на накопителях.

Следует отметить, что для фотоядерных исследований в области средних энергий существуют дополнительные ограничения на интенсивность пучка, связанные с ограниченным быстродействием используемой электроники, возможностями системы сбора и обработки данных при записи событий, и в целом все эти условия вполне согласуются между собой.

Вопрос о повышении интенсивности гаммапучка в рамках комптоновского метода обсуждался ранее (см., например, [24]). Очевидно, что высокие интенсивности могут быть получены благодаря использованию длинноволновых лазеров, когда потери энергии электрона на излучение гамма-квантов сравнительно невелики. В этом случае рассеянный электрон не теряется в накопителе, а возвращается на свою равновесную орбиту. Поэтому принципиальных ограничений на мощность лазера и, соответственно, на интенсивность пучка не возникает. Первые успешные экспериментальные результаты в этом направлении были получены в Японии с использованием длинноволновых CO₂ лазеров [24], а также в США в университете Duke с помощью лазера на свободных электронах [26], где были получены пучки гамма-квантов с интенсивностью до 10⁹ и 10¹² фотонов в секунду соответственно.

Среди проектов будущих установок подобного типа следовало бы отметить станцию «ГАММА», которая была близка к запуску в Курчатовском центре синхротронного излучения (КЦСИ) на накопителе электронов «Сибирь-2» и где были выполнены первые эксперименты [27]. К сожалению, эти работы были заморожены, как и многие другие важные научные направления в России, а станция «ГАММА», несмотря на общественное научное мнение, была ликвидирована. Научные кадры нашли себе применение за рубежом.

В Европе среди новых фотоядерных проектов можно отметить ELI – NP (Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics) [28], где, в частности, планируется создание пучка гамма-квантов методом обратного комптоновского рассеяния и проведение на нем фотоядерных экспериментов.

Основные параметры фотоядерных установок, в которых для получения пучка гамма-квантов был использован метод обратного комптоновского рассеяния, приведены в таблице 1. Видно, что эти установки перекрывали широкий диапазон энергий вплоть до 3,5 ГэВ.

Как уже отмечалось выше, интенсивность комптоновских пучков обычно не превышает 10⁷ фотонов/сек, что определяется допустимыми потерями времени жизни пучка в накопителе. Для получения высокой степени монохроматичности комптоновского пучка по энергии дополнительно используется метод коллимации, или метод мечения, то есть регистрация на совпадение рассеянных электронов с продуктами ядерной реакции. Для этого предпочтителен непрерывный во времени пучок, или пучок с большим коэффициентом заполнения.

Таблица 1 – Параметры установок с пучками обратных комптоновских фотонов

| Название установки и накопителя | Фраскати Adone | | Новосибирск ВЭПП 4, 3, 4М | | | Брукхэвен NSLS | Гренобль ESRF | Осака SP-ring 8 |
|---|----------------|----------|---------------------------|-----------|-----------|----------------|---------------|-----------------|
| | Ladon | Taladon | РОКК | | | LEGS | GRAAL | LEPS |
| | | | 1 | 2 | 1М | | L | |
| Энергия электронов E_e , ГэВ | 1,5 | 1,5 | 1,8–5,5 | 35–2,0 | 1,4–5,3 | 2,5 | 6,04 | 8,0 |
| Ток электронов I_e , А | 0,1 | 0,1 | 0,2 | 0,1 | 0,2 | 0,2 | 0,1 | 0,2 |
| Энергия лазерных фотонов W , эВ | 2,45 | 2,45 | 2,34–2,41 | 2,41–2,53 | 1,17–3,51 | 3,53 | 3,53 | 3,5 |
| Энергия комптоновских квантов E_γ , МэВ | 5–80 | 35–80 | 100–960 | 140–220 | 100–1200 | 180–320 | 550–1470 | 150–2400 |
| Разрешение по энергии ΔE_γ (FWHM), МэВ | 0,07–8 | 4–2 | 1,5–2 | 4 | | 6 | 16 | 30 |
| Интенсивность, N_γ /сек | 10^5 | $5,10^5$ | $2,10^5$ | $2,10^6$ | $2,10^6$ | $4,10^5$ | $2,10^6$ | 10^7 |

На современных накопителях, используемых как специализированные источники синхротронного излучения, расстояние между электронными сгустками может составлять величину порядка одной наносекунды при длительности сгустка несколько десятков пикосекунд, а длина орбиты достигает километра и более. Поэтому такой пучок с точки зрения регистрирующей системы (с учетом разрешающей временной способности при регистрации на совпадение электронов с продуктами ядерной реакции) можно считать непрерывным. Однако даже в односгустковом режиме частота повторения

достаточна для работы системы мечения при ограниченной интенсивности.

Варианты систем мечения различны на разных установках и отличаются как типом детекторов для регистрации рассеянных электронов, так и элементами накопителя, которые требуют специальной доработки. В Брукхэвене на установке LEGS использовался длинный канал для проводки рассеянных электронов к пластиковым сцинтилляторам через специально сконструированную линзу [20]. На всех остальных установках, отмеченных выше в таблице 1, детектор рассеянных электронов устанавливался за магнитом накопителя в непосредственной близости от оси пучка электронов.

Следует отметить, что гамма-установки, приведенные в таблице 1, создавались практически во всех центрах синхротронного излучения и на многих электрон-позитронных коллайдерах. Это обусловлено не только интересом к изучению взаимодействия гамма-квантов с ядрами, но и тем, что комптоновские источники полезны для диагностики работы самих накопителей. В настоящее время комптоновское рассеяние используется для измерения поперечных и угловых размеров пучка, для определения положения и стабильности орбиты и для измерения степени поляризации электронов в накопителе. Эти параметры очень важны для настройки накопителя и, соответственно, для многочисленных проводимых на нем экспериментов. Среди успешно реализованных методических работ можно отметить работы в Новосибирске, где получены новые результаты о свойствах комптоновского излучения в присутствии поперечного магнитного поля [29].

Представляет интерес сравнить основные параметры гамма-пучков, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния (приведенных в таблице 1) и

тормозных пучков меченых фотонов, имеющих на современных ускорителях типа CEBAF на энергию электронов 4 ГэВ (лаборатория TJLAB в США [30]) или MAMI-B на энергию 850 МэВ (университет г. Майнц, Германия [31]). Основное методическое отличие состоит в том, что тормозные пучки получаются здесь на внешней мишени, куда пучок электронов выводится из ускорителя. В накопителях пучок электронов многократно (с частотой до 50 МГц и даже более в многоступенчатом режиме) пролетает через область излучения, поэтому интенсивность пучка электронов достигает сотен мА. На выведенном пучке электронов его интенсивность в режиме мечения не превышает нескольких десятков нА. При этом интенсивности получающихся тормозных фотонных пучков, используемых в настоящее время, в среднем примерно на порядок превосходят интенсивности комптоновских пучков. Однако, поскольку комптоновский спектр растет с энергией фотонов, а тормозной – резко падает, то в самой жесткой области спектра вблизи верхней границы поток комптоновских фотонов оказывается на порядок выше, чем тормозных. Поэтому приводить только средние значения, которые обычно используются для сравнения, не вполне корректно.

Особое значение имеет тот факт, что в комптоновском спектре отсутствует низкоэнергетический хвост, который создает вредную загрузку в системе мечения и дополнительный фон в детекторе.

По остальным параметрам существенных различий между комптоновскими и тормозными пучками практически нет. Энергетическое разрешение, определяемое системой мечения, составляет величину в среднем порядка 1%. В обоих случаях достижима высокая степень поляризации, близкая к 100% для комптонов-

ского пучка и около 75% – для тормозного пучка (вблизи максимальной границы спектра). В этом случае для получения тормозного пучка используется пучок ускоренных поляризованных электронов, степень поляризации которого достигает 75%.

Таким образом, качество пучков гамма-квантов и их возможности будут определяться в основном фоновыми условиями, и по мере роста энергии фотонов преимущества комптоновских пучков как наиболее «чистых» и эффективных будут, по всей видимости, все более заметными. В то же время выведенные электронные пучки будут более ориентированы в основном на исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов методом рассеяния электронов (виртуальных фотонов), который, в свою очередь, дает уникальную информацию о структуре ядер.

Как отмечалось выше, важным достижением последних лет стало создание пучков высокой интенсивности на электронных накопителях с помощью комптоновского метода. Практический успех был достигнут сначала в Японии с использованием длинноволновых лазеров [25], затем – в США – с помощью лазеров на свободных электронах (установка H₁S [26]).

Принципиальным моментом является использование лазеров с достаточно большой длиной волны, чтобы потеря энергии электрона при обратном комптоновском рассеянии не приводила к его выбиванию из орбиты накопителя. При этом энергия гамма-пучка становится ниже, чем в случае использования коротковолновых лазеров, но зато отпадают ограничения на интенсивность пучка. Технические проблемы, связанные с большой мощностью лазера, конечно, остаются.

Схема установки $HI\gamma S$ [26], на которой к настоящему времени получены самые интенсивные пучки обратных комптоновских фотонов, показана на рисунке 2.

Зеркала резонатора расположены таким образом, что образовавшийся сгусток лазерного излучения взаимодействует со следующим по времени сгустком электронов накопителя. При этом происходит обратное комптоновское рассеяние, и образовавшийся гамма квант вылетает в направлении импульса электрона. Условия формирования пучка оптимальны, потому что все происходит в одной секции накопителя, где расположен ондулятор и можно достичь высокой мощности излучения.

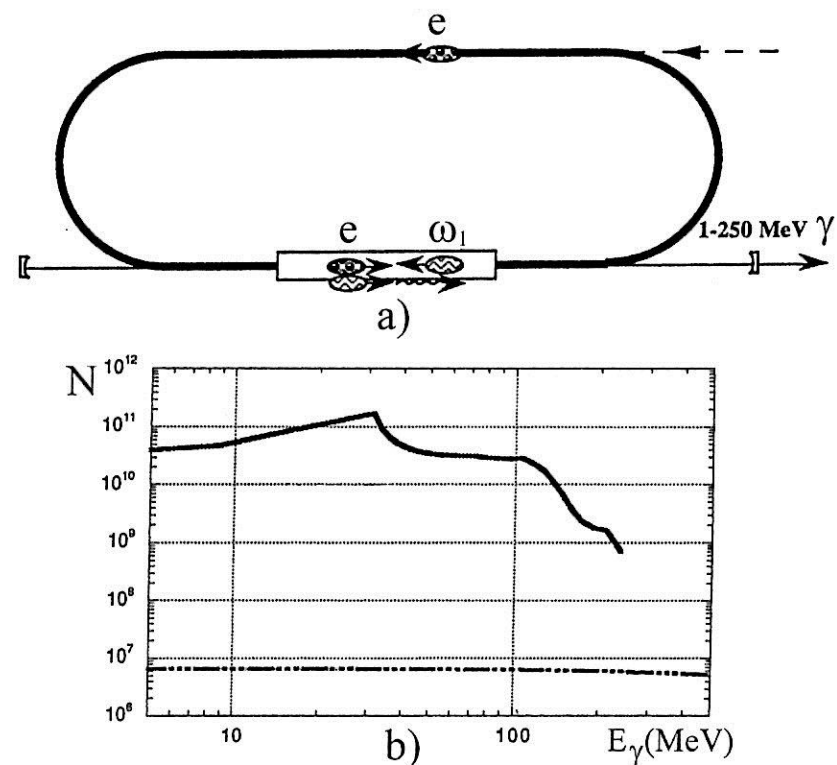


Рисунок 2 – а) схема установки $HI\gamma S$, на которой получен пучок обратных комптоновских фотонов с использованием лазера на свободных электронах [26]; б) зависимость интенсивности пучка обратных комптоновских фотонов от энергии для установки $HI\gamma S$ (сплошная кривая) в сравнении с интенсивностью пучка, получаемого с обычным лазером

Таким образом, использование лазера на свободных электронах позволяет практически увеличить интенсивность гамма-пучка на несколько порядков вплоть до

10^{12} фотонов/сек, что открывает новые возможности использования комптоновских пучков в различных прикладных работах. Особенно это касается радиационного материаловедения, изучения влияния электромагнитного излучения на материалы и биологические объекты. Очевидно, что возможности новой методики, которая обеспечивает (кроме высокой интенсивности) высокую монохроматичность, малую угловую расходимость, перестраиваемость энергии пучка в достаточно широком диапазоне, значительно шире, чем у традиционных гамма-источников, основанных на тормозном или характеристическом излучении.

В заключение этого параграфа, посвященного созданию уникальных гамма-источников, отметим возможность использования ускорителей релятивистских ядер, предложенную в [32]. На современных накопителях тяжелых ионов релятивистский фактор существенно ниже, чем на ускорителях электронов, поэтому энергия обратно рассеянных комптоновских фотонов существенно ниже, чем на электронных накопителях. Однако яркость таких источников может быть существенно выше благодаря использованию резонансного томсоновского рассеяния. Предложенный в [32] метод экспериментально до настоящего времени не реализован.

Глава 3 Установка GRAAL (GREnoble Accelerateur Anneau Laser)

3.1 Аппаратурное и программное обеспечение

Схема установки GRAAL показана на рисунке 3 [33]. Гамма пучок с максимальной энергией 1,5 ГэВ получается в процессе обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах накопителя с энергией 6 ГэВ. При этом используется непрерывный аргоновый лазер с перестраиваемой (от зеленого до ультрафиолета) длиной волны.

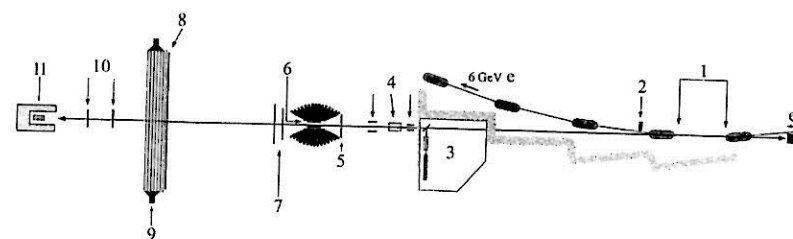


Рисунок 3 – Основные элементы установки GRAAL:
 1 – область взаимодействия лазерных фотонов с электронами накопителя; 2 – система мечения фотонов по энергии; 3 – лазерный бокс; 4 – система формирования и очистки гамма-пучка; 5 – широкоапертурный детектор нейтральных и заряженных частиц;
 6 – мишень; 7 – пропорциональные камеры;
 8 – двойная стена из пластиковых сцинтилляторов;
 9 – электромагнитный калориметр; 10 – мониторы пучка; 11 – спектрометр полного поглощения

В накопителе электронов второго поколения, каким является ESRF, ток электронов в рабочем режиме составляет около 200 мА. Инжекция производится два раза в сутки, при этом за 12 часов интенсивность пучка падает не более чем на 20%. Основная потеря интенсивности связана с выбиванием электронов с орбиты лазерным лучом при интенсивности гамма-пучка около 2 МГц. Благодаря высокому эмиттансу пучка электронов пучок комптоновских фотонов узко сфокусирован и его поперечный размер не превышает 1 см (FWHM) на расстоянии около 40 м от места встречи лазерных фотонов с электронами.

Для управления пучком лазера используется оптическая схема, показанная на рисунке 4. Изменение линейной поляризации осуществляется с помощью поляризатора (пластинок $\lambda/2$ и $\lambda/4$). Отражение лазерного луча в прямолинейную секцию накопителя производится с помощью бериллиевого зеркала, покрытого тонким слоем алюминия для получения более высокого коэффициента отражения. Как можно видеть на рисунке 4, рассеянные обратно комптоновские кванты через это зеркало попадают в коллиматор, затем проникают через мишень и мониторируются с помощью относительного и абсолютного детекторов. В абсолютном детекторе происходит полное поглощение фотонного пучка.

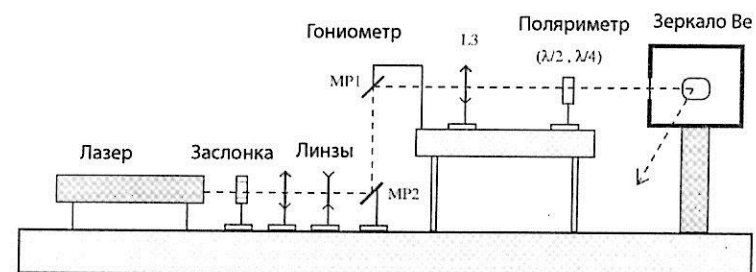


Рисунок 4 – Оптическая схема формирования лазерного пучка

Как видно из рисунка 5, оптимальный энергетический спектр комптоновского гамма-пучка, падающего на мишень, формируется с помощью коллиматоров. При этом используется зависимость энергии комптоновского излучения от угла рассеяния, о которой говорилось выше. При длине волны лазерных фотонов, соответствующих ультрафиолетовой области (340 нм) и энергии электронов 6 ГэВ в накопителе, верхняя граница спектра близка к 1,5 ГэВ.

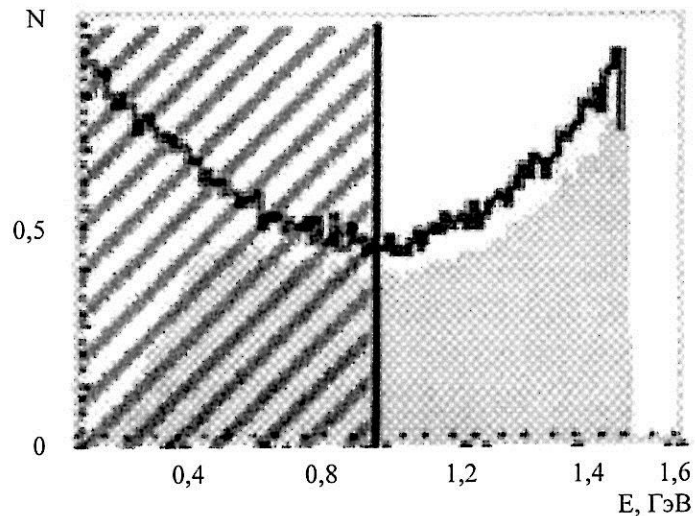


Рисунок 5 – Энергетический спектр комptonовского гамма-пучка, формируемый с помощью коллиматора. Сплошная кривая и расположенная под ней темная область соответствуют результатам моделирования и эксперимента соответственно. Заштрихованная область означает ту часть спектра, которая вырезается коллиматором

Для получения пучка фотонов с высоким энергетическим разрешением в эксперименте дополнительно используется метод мечения фотонов по энергии. Электрон, испытавший излучение фотона в процессе комптоновского рассеяния, отклоняется внутрь кольца накопителя дипольным магнитом. По величине отклонения от орбиты, определяемой потерей энергии и величиной магнитного поля, легко рассчитать энергию излученного фотона:

$$E_{\gamma} = E_e - E_{e'} , \quad (13)$$

где E_e и $E_{e'}$ – начальная и конечная энергия электрона, соответственно. Для реализации метода, очевидно, необходима быстродействующая система совпадений, которая позволит регистрировать продукты реакции на совпадение с рассеянными электронами.

Система мечения фотонов по энергии на установке GRAAL представляет из себя детектор из слоев пластика и кремниевого микрострипового детектора (см. рис. 6). Ее край находится в непосредственной близости от пучка электронов, циркулирующего в накопителе. Поэтому на время инжекции, когда пучок еще не установился в окончательное положение, ее приходится отодвигать от пучка. В рабочем положении расстояние от стенки до пучка составляет 1 см, что соответствует энергии фотонов (нижняя граница спектра) 500 и 800 МэВ для зеленой и ультрафиолетовой линии лазера соответственно.

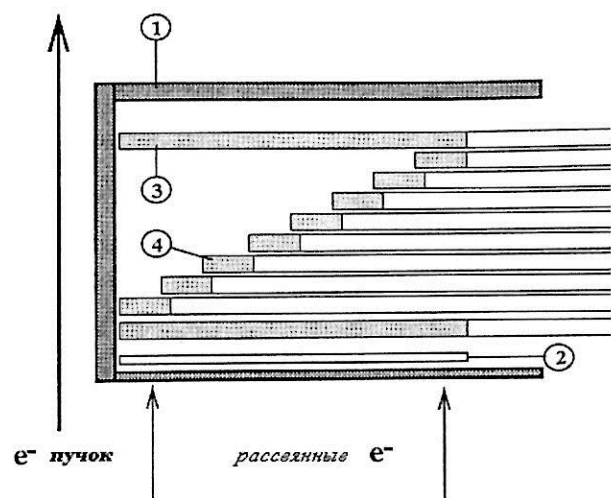


Рисунок 6 – Система мечения фотонов по энергии:
 1 – вакуумный бокс; 2 – микростриповый кремниевый детектор; 3, 4 – пластиковые счетчики. Расстояние от пучка до ближайшей, параллельной ему стенки составляет 1 см

Измеренный экспериментально спектр комптоновских фотонов показан на рисунке 7. Такой спектр получен благодаря использованию коллимационной системы, которая позволяет сформировать оптимальный энергетический спектр и получить высокую степень поляризации комптоновского пучка, падающего на мишень. Для этого используется зависимость энергии комптоновского излучения и степени поляризации от угла рассеяния, о которой говорилось выше. При ширине микрострипа 300 мкм в системе мечения энергетическое разрешение составляет 16 МэВ (FWHM).

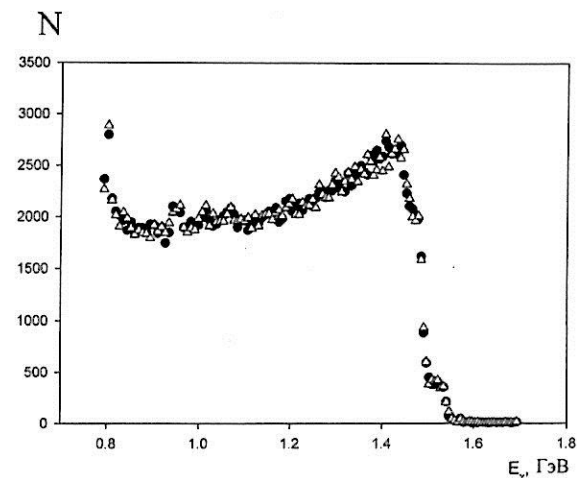


Рисунок 7 – Энергетический спектр фотонов, измеренный системой мечения в совпадении со спектрометром полного поглощения «спагетти» и тонким монитором (точки и треугольники соответственно)

Как было показано на рисунке 3, для измерения интенсивности гамма-пучка, его положения и спектра дополнительно используется ряд мониторов. Спектрометр полного поглощения «спагетти» представляет собой трубку (стакан) из волоконных сцинтилляторов, между которыми залит свинец. На задней стороне этого стакана установлены четыре фотоумножителя, которые позволяют измерять центр тяжести (ось) пучка и полную загрузку. Для измерений дозы пучка, прошедшего через мишень, дополнительно используются два тонких (5 мм) пластиковых счетчика, которые калибруются при малых загрузках пучка. Эффективность таких счетчиков не превышает 1%, но в них практически отсутствуют наложения из-за малой загрузки.

Поляризация гамма-пучка задается поляризацией лазерного луча. Для фиксированной энергии ее величина рассчитывается с высокой точностью по формуле 12. Хотя непосредственно в эксперименте поляризация гамма-квантов не измеряется, ее величину контролируют с достаточно высокой точностью, меняя энергию лазерных фотонов.

Абсолютные измерения вероятностей изучаемых процессов представляют собой значительно более сложную задачу, чем относительные измерения пучковой асимметрии, потому что зависят от большего числа измеряемых параметров. Среди этих параметров кроме дозы гамма пучка, прошедшего через мишень, надо отметить толщину мишени, измерение которой тоже может содержать систематические ошибки. В основном, это связано с наличием входной и выходной фольги, которые дают вклад в измеряемый выход. Кроме того, при использовании криогенных мишеней на этих фольгах возможно намерзание льда, которое приводит к незначительному, но все же заметному увеличению выхода. Как показано ниже, контроль этих ошибок осуществляется с помощью трековых детекторов (пропорциональных камер).

В эксперименте GRAAL использовались разные типы мишеней, включая жидкий водород, дейтерий и твердотельный аморфный углерод. Была также сделана попытка использовать твердотельную HD-мишень, схема которой приведена на рисунке 8. Такие мишени использовались также на установках LEGS [22] в США и LEPS [25] в Японии.

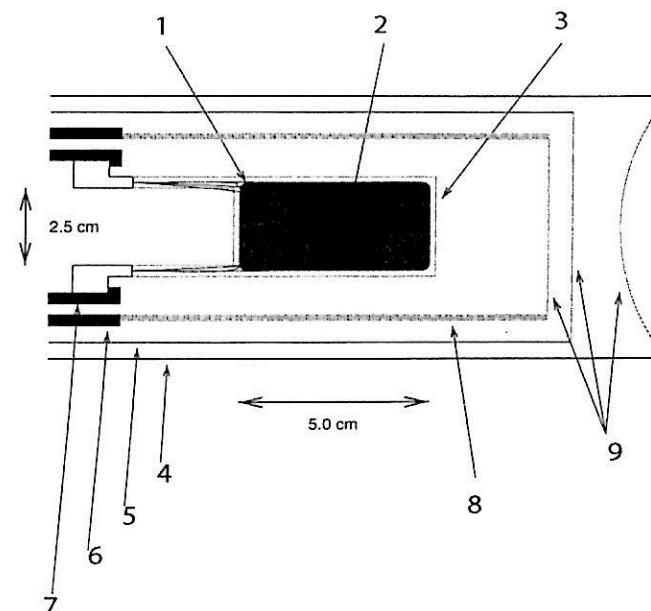


Рисунок 8 – Схема твердотельной поляризованной мишени из водорода и дейтерия: 1 – покрытие из Al 25 микрон; 2 – лед HD; 3 – фольга из каптона; 4 – криостат; 5 – хладопровод Си; 6 – рефрижератор Си; 7 – магнит, 8 – стакан; 9 – окна из майлара

Важным элементом установки при работе с поляризованной мишенью является возможность измерения координаты взаимодействия гамма-кванта с мишенью. Это обеспечивают координатные трековые детекторы (пропорциональные цилиндрические камеры), являющиеся частью широкоапертурного детектора LAGRAN γ E [35]. Профиль мишени в направлении пучка гамма-квантов показан на рисунке 9. Отбор событий здесь выполнен путем регистрации заряженных частиц без условий кинематического отбора. Поэтому на рисунке 9 виден фон как перед мишенью, так и после нее. Подробный анализ фона приводится ниже в п. 3.2.

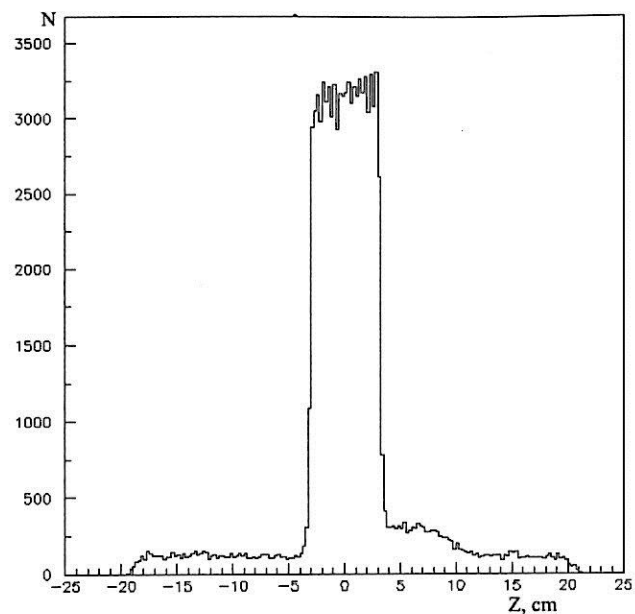


Рисунок 9 – Распределение событий с вылетом заряженных частиц из жидкой дейтериевой мишени вдоль оси пучка

Большой прогресс в последние годы по созданию поляризованных мишеней на основе бутанола достигнут в Майнце [33] (Германия), где также ведутся эксперименты по изучению спиновой структуры нуклонов.

На установке ГРААЛЬ использовался детектор LAGRAN γ E [35] с телесным углом, близким к 4π (см. рис. 10.) Основная часть детектора представляет собой шар из 480 кристаллов BGO толщиной в 21 радиационную длину каждый, что обеспечивает энергетическое разрешение 0,0244 E-0,47 (ГэВ). Для разделения нейтральных и заряженных частиц между BGO и мише-

ню помещался ΔE детектор, состоящий из 32 полос пластика толщиной 5 мм, а также две цилиндрические пропорциональные камеры, позволяющие находить с высокой точностью (1 мм) точку взаимодействия гамма квантов с мишенью. Эти детекторы обеспечивали разрешение по времени пролета на уровне 0,5 нс (FWHM).

В переднем направлении (при углах рассеяния менее 25°) регистрация частиц производилась с помощью плоских пропорциональных камер, двух стен из пластиковых сцинтилляторов площадью 9 м^2 и электромагнитного калориметра из слоев пластика и свинца той же площади [36]. Две стены пластиковых сцинтилляторов состоят из 26 горизонтальных и 26 вертикальных полос толщиной 5 мм. Задние углы (более 155°) перекрывает диск из двух сегментов пластика и свинца. Таким образом, обеспечивается регистрация частиц в полном телесном угле.

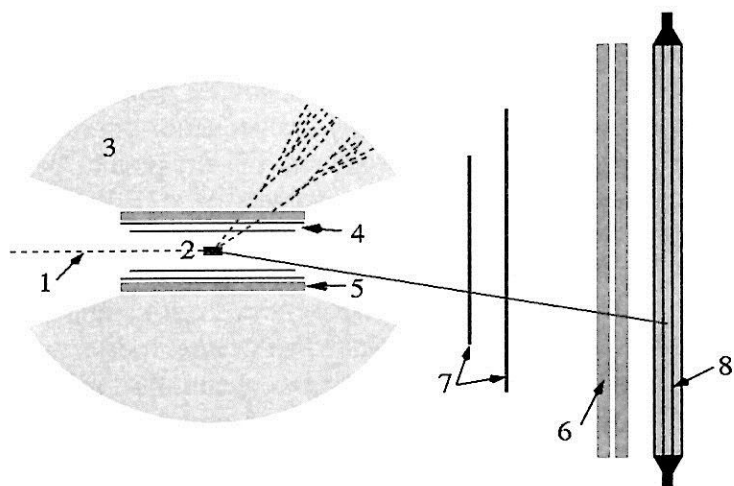


Рисунок 10 – Схема детектора LAGRAN γ E установки GRAAL: 1 – пучок; 2 – мишень; 3 – BGO-калориметр; 4 – цилиндрические пропорциональные камеры; 5 – пластиковые сцинтилляторы; 6 – двойная стена из пластиковых полос; 7 – плоские пропорциональные камеры; 8 – ливневый калориметр

Система сбора данных эксперимента GRAAL [37] показана на рисунке 11. Электроника реализована в модулях как системы CAMAC, так и VME. Связь между модулями системы CAMAC и VME осуществляется через модуль FASIC. Данные с каждого из детекторов установки поступают в модули CAMAC и VME по шинам стандарта FERA (Fast Encode Readout ADC) и ASIC (Application Specific Integrated Circuit).

Управление оптической системой лазера осуществляется с персонального компьютера (PC), через модуль PCASIC, связанного с PC по шине стандарта GPIB (IEEE bus). Управление всей установкой осу-

ществляется с рабочей станции SUN, связанной с модулем MVME167 посредством ETHERNET соединения. Модуль MVME167 представляет собой одноплатный компьютер, который служит для управления модулями VME по запросам с компьютера SUN. При помощи программы AKIGRAAL, запускаемой с SUN, контролируется работа установки и организуется сбор данных и их запись на DLT-ленту. Объем одной ленты DLT равен 10 Гб. Система сбора данных GRAAL может обработать событие с объемом ~ 3200 бит за время $\sim 17,5$ мксек без передачи по ETHERNET и записи на DLT-ленту, что соответствует загрузке (поток данных) 23 Мб/сек. Скорость ETHERNET составляет около 600 Кб/сек, скорость записи на DLT-ленту ~ 300 Кб/сек.

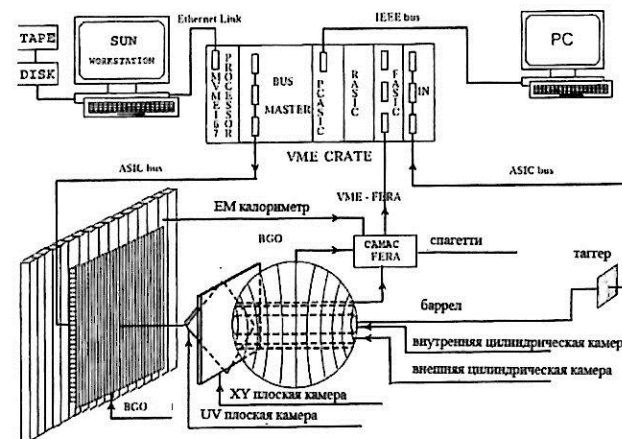


Рисунок 11 – Система сбора данных установки GRAAL

В эксперименте поток данных и объём одного события зависят от настроек установки и интенсивности пучка γ -квантов и составляет в среднем около 100 Кб/сек и 500 Кб соответственно.

Сигналом, указывающим системе сбора данных начать запись события, является жестко формируемый триггер. Этот триггер в установке GRAAL формируется при выполнении следующих условий: BGO-калориметр срабатывает в совпадении с системой мечения. При этом для того, чтобы отрезать события, не соответствующие рождению мезонов, порог срабатывания BGO-калориметра (минимальное суммарное энерговыделение) устанавливается на уровне 200 МэВ. Этот порог задается дискриминатором и не может меняться программным способом. Для дальнейшего отбора событий используется «мягкий», или программный триггер. Число «мягких» триггеров зависит от конкретного алгоритма анализа. Например, для изучения фоторождения 3 заряженных частиц в конечном состоянии используется отбор событий, когда двойная стена пластиковых сцинтилляторов и "Barrel" срабатывают в совпадении с системой мечения. При этом количество событий в двойной стене пластиковых сцинтилляторов должно быть более двух, а в детекторе "Barrel" – более одного.

Триггер монитора пучка формируется при совпадении сигнала от системы мечения с сигналом от детектора "Spaghetty" или тонкого монитора.

Организация программ анализа данных GRAAL представлена на рисунок 12. Наряду с программами для обработки и анализа экспериментальных данных существует набор программ для моделирования эксперимента. Моделирование в основном необходимо для расчета эффективности регистрации частиц в различных эле-

ментах детектора. С его помощью осуществляется также анализ той или иной исследуемой реакции, а также оценка вклада фоновых событий. Программы анализа данных написаны на языке FORTRAN77 с использованием библиотек GERNlib 2.

Экспериментальные данные записываются на ленты DLT в виде файлов в бинарном формате. Программа DECODE преобразует эти файлы в формат ntuple, для работы с которым используется библиотека HBOOK, входящая в набор библиотек CERNLib. Файлы DATA.BASE содержат информацию о калибровках каждого из детекторов. Программа PREAN, используя информацию из DATA.BASE, выполняет предварительный анализ экспериментального файла поступающего от DECODE. Она переводит сигналы из каналов АЦП и ВЦП в единицы измерения физических величин: МэВ, сек. На этом этапе также происходит анализ структуры событий как для каждого детектора в отдельности, так и для всей установки в целом. Так, например, отбираются события, в которых число сработавших пластиков в детекторе системы мечения равно единице. Затем анализируются кластеры стрипового детектора (группы одновременно сработавших соседних стрипов) и делается проверка геометрического совпадения координат пластика и координаты образования кластера. Затем вычисляются углы (θ и ϕ) прохождения частиц через MWPC. Делается анализ образовавшихся кластеров BGO-калориметра (группа одновременно сработавших соседних кристаллов). Выполняется анализ треков в детекторе LAGRANGE. Треком называется геометрически ассоциированная группа событий в детекторах центрального или переднего направлений.

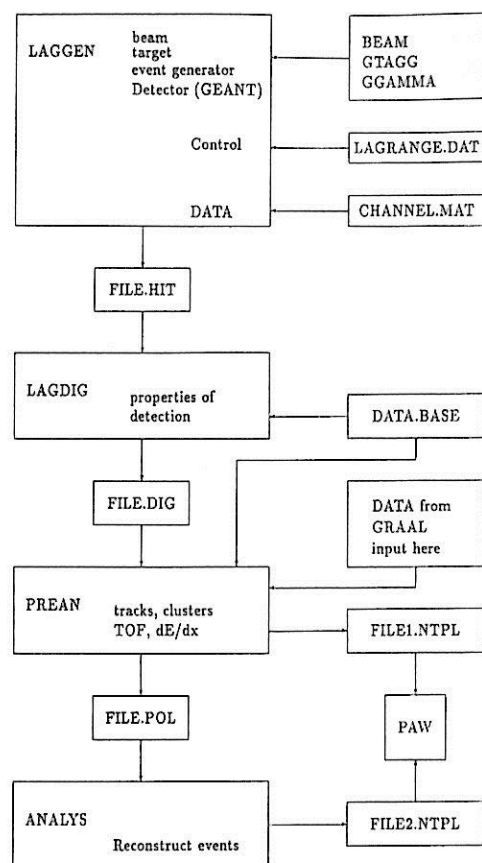


Рисунок 12 – Программное обеспечение установки GRAAL (см. текст)

Программа LAGGEN (LAGrange GENERator) использует пакеты программ, описывающие гамма пучок, детектор системы мечения, элементы детектора LAGRANGE, а также базу данных "CHANNEL.MAT", в которой хранятся имеющиеся литературные данные по

сечениям, угловым распределениям, асимметриям и другим известным характеристикам изучаемых процессов. Смоделированные файлы обрабатываются далее программой LAGDIG (LAGrange DIGital), которая приводит их к виду, похожему на результат эксперимента, то есть учитывает функции отклика детекторов. Поэтому на выходе LAGDIG'a может быть использована программа предварительного анализа PREAN (PREliminary Analysis), которая используется и для анализа экспериментальных данных. При этом последние должны быть обработаны программой DECODE, которая декодирует сырые данные и приводит их к удобному цифровому виду в формате ntuple. Файлы на выходе программы PREAN могут быть далее представлены в графическом или ином виде с помощью программы PAW (Program Analysis Workstation). Такой набор программ для анализа и моделирования эксперимента является стандартным для ядерно-физического эксперимента.

Программа LAGGEN написана на основе библиотек GEANT3.21 [38]. Задачей этой программы является генерация различных каналов реакций и моделирование отклика детекторов при регистрации продуктов реакций. Программа GGAMMA, используя параметры пучка фотонов лазера и пучка электронов накопителя ESRF, моделирует спектр энергий налетающих фотонов. На основе этого спектра, а также заданных сечений и угловых распределений реакций, LAGGEN моделирует кинематику реакций. Сечения и угловые распределения продуктов реакций задаются в соответствии с известными экспериментальными данными, а также различными теоретическими моделями. На основе описанной геометрии и характеристик детектора LAGRANGE программа LAGGEN моделирует его отклик при регистрации той или иной частицы.

Программы PAW (Physics Analysis Workstation) и ROOT – это интерактивные программы анализа данных и графического представления результатов с возможностью автоматизации посредством скриптов. По сути, PAW является интерфейсом к набору библиотек CERNLib. Все, что можно сделать в PAW интерактивно, также можно реализовать в компилируемом программном коде, непосредственно используя ту или иную процедуру из библиотек CERNLib. ROOT представляет более мощную по сравнению с PAW среду для анализа данных. Он не входит в CERNlib и является отдельным проектом, развивающимся в рамках CERN. В отличие от PAW, использующем библиотеки, написанные на FORTRAN, ROOT работает с C++, что позволяет реализовать объектно ориентированный подход в работе с ROOT. В ROOT также реализован свой отличный от ntuple формат записи статистических данных, дающий гораздо больше возможностей при работе с данными.

3.2 Фоновые условия

Источники фона в любом фотоядерном эксперименте можно разделить на две основные части. Во-первых – это устройства, формирующие гамма-пучок. К ним относятся коллиматоры, система мечения фотонов по энергии, сам ускоритель. Они создают электромагнитный фон, представляющий собой ливни из электронов, позитронов и гамма-квантов. Во-вторых, источником фона может служить мишень, на которой проводятся измерения. Поскольку разные парциальные каналы часто приводят к образованию одних и тех же нейтральных или заряженных кластеров, то каждый из этих каналов создает определенный фон по отношению к другому каналу. Например, образование нейтральных

мезонов является существенной помехой для регистрации комптоновского рассеяния и т. д. При этом для проведения корреляционных экспериментов важно обеспечить достаточно низкий уровень случайных совпадений по отношению к полезному выходу событий.

Рассмотрим характерные фоновые условия установки GRAAL, подробно описанные в [39]. Детектор этой установки, как было показано ранее, состоит из двух основных частей: широкоапертурного калориметра BGO и времяпролетного спектрометра, охватывающего переднее направление вылета частиц.

Для оценки фоновых условий в BGO-калориметре сравним прежде всего выходы от мишени, заполненной жидким водородом и пустой мишени (см. рисунок 13). Файлы с данными от пустой и полной мишени не нормировались, а были выбраны из условия одинаковой дозы облучения (разность интегральных потоков облучения была менее 2%). Максимальная энергия пучка для этих файлов составляла 1500 МэВ и данные интегрировались по всему спектру комптоновского пучка). Видно, что, в отличие от выхода полезных (адронных) событий, фон практически не зависит от энергии и его вклад составляет около 25%.

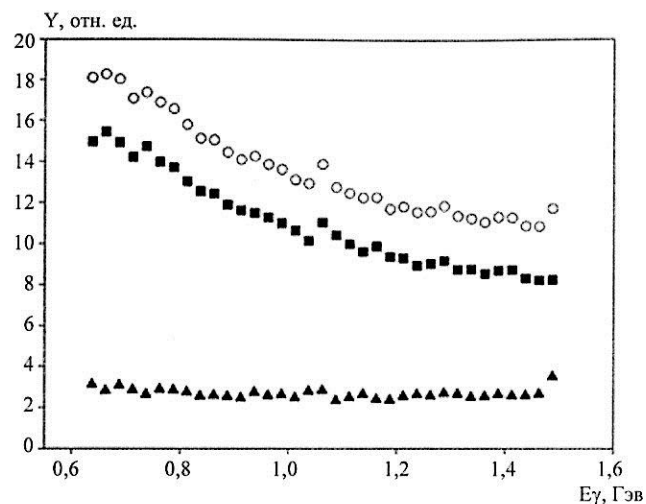


Рисунок 13 – Полный адронный выход из мишени ^{12}C , с пустой мишенью и их разность: открытые точки, треугольники и квадраты соответственно

Отметим, что при предварительном отборе экспериментальных данных проводятся определенные ограничения («каты»). Чтобы понять их смысл, рассмотрим некоторые наблюдаемые, которые относятся к разным элементам детектора. Во-первых, число сработавших кристаллов в каждом кластере (размер кластера "mclus") зависит от типа частиц. Для фотонов, создающих ливни, размер кластера максимален (средний mclus = 5). Наименьший размер кластера соответствует нейтронам (mclus =1), потому что они регистрируются в результате рассеяния на ядрах детектора.

Измеренный в эксперименте без всяких ограничений размер кластера может быть очень велик. В нем доминируют события с большими значениями mclus вплоть до 20, что, очевидно, связано с ливневым фоном от накопителя. Это подтверждают распределения по полярному углу ϕ (в плоскости накопителя) в зависимости от размера кластера (рис. 14). Те же самые выводы можно сделать, анализируя переменную EВГО (полное энергосодержание в кластере). При большом размере кластера полная энергия доходит до 6 ГэВ, что соответствует энергии электронов в накопителе. Ограничивая размер кластера величиной mclus = 7, можно практически полностью исключить электромагнитный фон в ВГО из полного выхода.

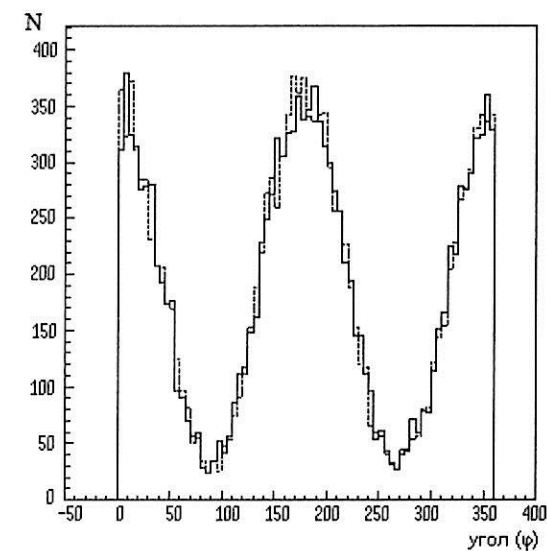
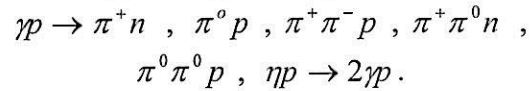


Рисунок 14 – Полярное распределение событий в ВГО без ограничений на размер кластера

На рисунке 15 проведено сравнение измеренного выхода на протонной мишени в зависимости от угла вылета с результатами моделирования. Видно, что угловое распределение без вычитания фона имеет ряд особенностей. В частности, видно гало вблизи оси пучка в области задних углов, источником которой служит коллимационная система. После вычитания вклада от пустой мишени результаты моделирования совпадают с экспериментом в пределах размеров точки на рисунке. Это подтверждает тот факт, что весь фон обусловлен образованием ливней из внешних устройств, а электромагнитный фон от мишени в пределах угла от 25 до 155 градусов (апертура BGO) пренебрежимо мал. Поэтому на установке GRAAL можно с высокой точностью определять полные сечения фотопоглощения простым способом вычитания вклада от пустой мишени из полного выхода. Результаты этой обработки приводятся ниже. Из приведенных данных видно, что моделирование хорошо описывает результаты эксперимента. В частности, виден пик при угле 50° , природа которого связана с угловыми распределениями доминирующих парциальных каналов фоторождения мезонов. В число этих каналов входят следующие реакции:



Как будет показано ниже, они практически полностью исчерпывают полное сечение фотопоглощения при энергии фотонов $E_\gamma \leq 1 \text{ GeV}$.

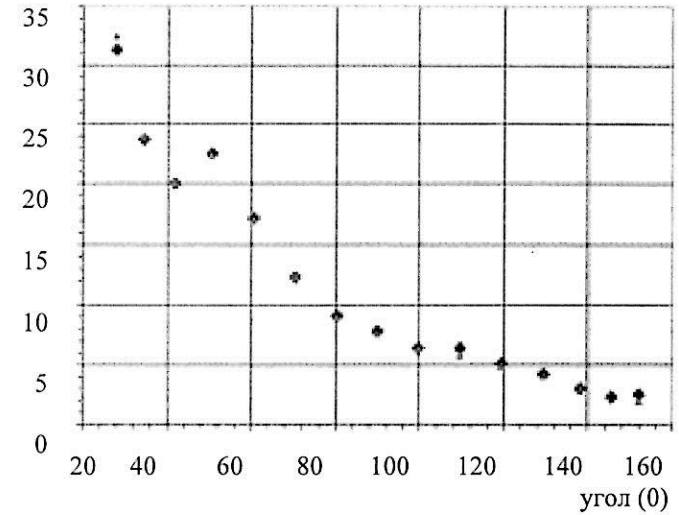


Рисунок 15 – Угловое (азимутальное) распределение полного выхода адронных событий из протонной мишени из данных эксперимента (ромбы) и моделирования (треугольники). Экспериментальные точки получены вычитанием фона, измеренного с помощью пустой мишени

Как отмечалось ранее, отклик детектора на любую зарегистрированную частицу выглядит как кластер, состоящий из откликов нескольких (может быть один) элементов детектора. Размер кластера (MCLUS) зависит от типа частицы. Для нейтронов он мал, потому что при рассеянии нейтрона в BGO активизируется, как правило, один кристалл. Для гамма-квантов благодаря образованию лавины может активироваться до семи кристаллов одновременно.

На рисунке 15 события с $MCLUS > 8$ вычтены из полного выхода. Здесь можно видеть гало на задней

стороне детектора BGO. После вычитания фона от пустой мишени, который может достигать 30% по отношению к полному выходу, этот вклад полностью исчезает. Очевидно, он связан с выходом адронов из стенок (окон) стакана мишени, куда заливается жидкий водород. Если включить в анализ событий отбор заряженных частиц, то этот вклад падает примерно до 5%. Для любых парциальных каналов, где отбор событий проводится с помощью кинематических ограничений, этот фон не превышает 1%. Возможно, небольшой вклад (порядка 1%) в выходе от пустой мишени связан с наличием в ней остаточного газа. Мишень считается «пустой» при повышении рабочей температуры, соответствующей переходу водорода из жидкого в газообразное состояние, на 10 градусов. Хорошее согласие между измеренным адронным выходом и результатом моделирования, представленное на рисунке 15, показывает, что вклад электромагнитного фона в полный выход от пустой мишени пренебрежимо мал. Значит, поскольку этот фон идет не от мишени, а от внешних источников, его можно надежно вычитать для определения полного сечения фотопоглощения на веществе мишени.

При отборе событий для определения полных сечений фотопоглощения вводилось условие $MCLUS \leq 8$; и полный выход адронных событий измерялся с жестким триггером (порог BGO 160 МэВ) в совпадении с системой мечения фотонов по энергии. Больше никаких условий отбора событий при вычитании фона от пустой мишени не вводилось. Было установлено, что события с большим MCLUS (больше 8) обусловлены широким ливневым фоном от накопителя, который лежит в плоскости кольца. Таким образом, размер кластера служил средством предварительной идентификации частиц и отделения фона. В направлении вперед электромагнит-

ный фон сосредоточен вблизи оси пучка. В угловом распределении виден узкий пик, расположенный в пределах 20 см от оси пучка. На рисунке 17 показана структура этого фона, полученная путем измерения двумерного распределения (ΔE — TOF) с помощью координатных пластиковых детекторов. Здесь стартом при измерении времени пролета служит импульс с системы мечения, стопом — импульс с пластиковой стены.

В реальности система формирования старт-стопа имеет много индивидуальных особенностей. В частности, для повышения точности запуска сигнал «старт» формируется после привязки к радиочастотному импульсу накопителя, соответствующему определенному банчу (расстояние между банчами равно 2, 6 нс). Стоп вырабатывается с учетом времени распространения сигнала по длинной (3 м) полосе сцинтиллятора. Для этого сигнал снимается с обеих сторон полосы и проводятся специальные калибровки. В результате на рисунке 17 отчетливо разделяются нуклоны отдачи от быстрых электронов и пионов, при этом при малых ΔE видны отдельные сгустки от пучка электронов.

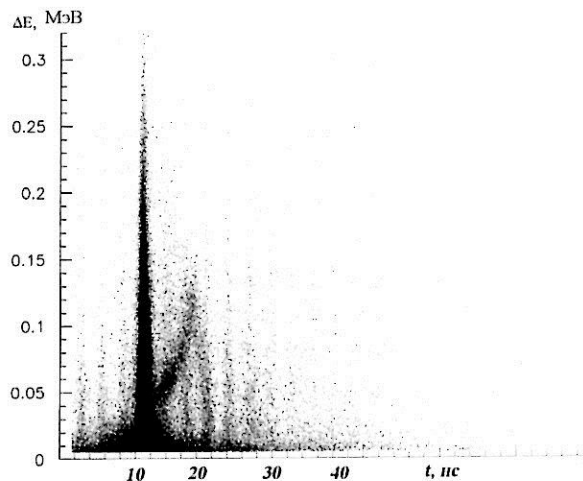


Рисунок 16 – Распределение энергетических потерь (ΔE) в зависимости от времени пролета (t) в сцинтилляционном детекторе

Наиболее заметным доказательством низкого уровня фона служит отношение сигнал-фон, показанное на рисунке 17. Здесь на временном распределении (старт – система мечения, стоп – детектор полного поглощения «спагетти») видно, что вероятность истинных совпадений, даже если не вводить никаких ограничений на условия отбора пластиковых счетчиков системы мечения, почти на три порядка превосходит уровень случайных совпадений, что в среднем на два порядка лучше, чем на тормозных пучках. Это является благоприятным фактором при проведении корреляционных совпадательных экспериментов.

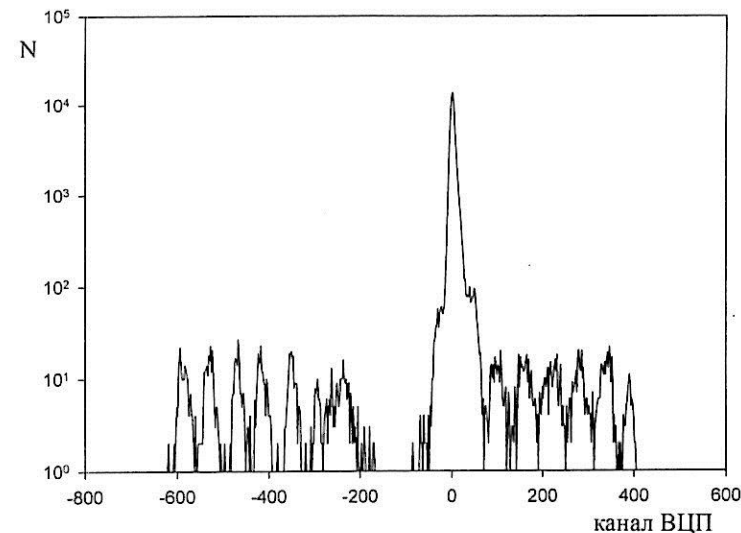


Рисунок 17 – Временной спектр импульсов от системы мечения, запускаемой детектором «спагетти»

Эффективность регистрации электронов в системе мечения зависит от условий отбора и может достигать примерно 80% при достаточно низком уровне фона, приведенном на рисунке 17. Изменение эффективности не влияет на абсолютные значения результатов измерений, потому что отбор событий и измерение потоков проводятся с одинаковыми условиями отбора.

Следует отметить, что фоновые условия на установке GRAAL имеют хорошую долговременную стабильность. Например, выходы событий для разных файлов, набираемых с перерывом в несколько дней, практически не менялись. Это обусловлено высоким качеством пучка электронов в накопителе ESRF (время жизни пучка в накопителе составляет более 40 часов) и

стабильностью положения орбиты пучка относительно коллимационной системы.

Число случайных совпадений зависит от полной интенсивности пучка, проинтегрированной по всему энергетическому спектру. При большой загрузке в каждом временном интервале (банче) может оказаться заметное количество двух, трех и более гамма-квантов. Их число определяется по формуле Пуассона:

$$P(N) = \frac{N_0^N}{N!} \exp(-N_0), \quad (14)$$

где N – множественность частиц в одном банче; N_0 – отношение интенсивности пучка к частоте прохождения электронов через секцию накопителя. На установке GRAAL частота повторения близка к 50 МГц при полном заполнении орбиты, а загрузка (интенсивность пучка) составляет при этом около 1 МГц. Таким образом, вероятность появления двойных фотонов в одном банче не превышает 0,1%, что находится в согласии с экспериментом.

Особое внимание в эксперименте уделяется оценке и снижению систематических ошибок. Долговременная стабильность всех параметров установки является основой получения низких систематических ошибок. Для проверки и абсолютной калибровки используется периодическая оценка сечений, хорошо известных из литературы, например фоторождения π^0 и η -мезонов.

3.3 Моделирование изучаемых процессов и его роль в получении экспериментальных данных

Чем больше накапливается знаний о природе изучаемых процессов, тем важнее становится роль моделирования в современных исследованиях. Любая экспериментальная установка строится и оптимизируется с учетом закладываемых в нее требований. Например, детектор должен обладать способностью разделения разных частиц по виду, по энергии, по углу и т. д. Поэтому его размеры, тип, количество элементов и др. можно определить заранее с высокой точностью, исходя из поставленной задачи.

Другая важная функция моделирования – использование накопленных знаний в процессе анализа чужих экспериментальных данных. Например, для определения абсолютных значений сечений фоторождения мезонов или полных сечений фотопоглощения полезно использовать данные об угловой зависимости изучаемых процессов, которая влияет на общую эффективность регистрации изучаемого процесса.

Процесс моделирования в настоящее время достаточно унифицирован и базируется в основном на разработках большой группы физиков в ЦЕРНе, разработавших программу GEANT [38].

Прежде чем перейти к описанию программ моделирования, используемых на примере установки GRAAL, рассмотрим основной метод, который называется Монте-Карло и на котором основаны эти программы.

Как известно, процессы в микромире, которые мы рассматриваем, носят случайный характер. Поэтому изучение этих процессов основано на теории вероятностей, которая позволяет разглядеть порядок там, где его

как будто нет. Для начала потребуется генератор случайных чисел, который можно сделать разными способами. Например, последовательность чисел после запятой в трансцендентном числе $\pi = 3,14159265358\dots$ заполняет отрезок $(0,1)$ ровным слоем. Случайные точки в многомерном пространстве: в прямоугольнике $(b-a) \cdot h$: $x = a + \gamma_1(b-a)$, $y = \gamma_2 h$ и т. д. При моделировании траекторий частиц учитывают случайные элементы траектории: длину пробега, тип взаимодействия, угол рассеяния. Их вероятностные характеристики выражаются через коэффициенты (сечения) взаимодействия. С помощью генератора случайных чисел разыгрывается достаточно большое число ожидаемых событий и получается вполне определенный результат.

Рассмотрим математическое моделирование ядерно-физического эксперимента на примере разработанного в CERN'е пакета программ GEANT. Этот пакет свободно распространяется в Интернете на сайте CERN'а вместе с его детальным описанием. Остановимся поэтапно на общих принципах проведения модельного эксперимента. Зная их, каждый физик, владеющий программированием, может написать собственный пакет программ для моделирования, свободный, возможно, от тех ограничений, которые присутствуют в GEANT'е.

Все процедуры и функции (объекты), из которых состоит программа моделирования, можно разбить на пользовательские, которые пишет пользователь GEANT'а, и системные, составляющие пакет GEANT'а. В свою очередь системные объекты делятся на вызываемые пользователем и скрытые от него.

На первом этапе необходимо задать формы объёмов, занимаемых всеми используемыми в эксперименте объектами (вакуумные камеры, магниты, детекторы,

подставки и т. д.), а также всем пространством эксперимента. В рамках GEANT'а можно задать формы, представляющие собой стандартные геометрические тела: прямоугольный параллелепипед, призму, пирамиду, многогранник, цилиндр, конус, шар, эллипсоид и некоторые другие, в том числе полые, тела, части которых, возможно, отсечены одной или несколькими плоскостями. Случаи, когда тело имеет настолько сложную форму, что для него нельзя подобрать форму из GEANT'а, весьма редки. Описание форм происходит посредством вызова из пользовательской программы процедуры GEANT'а, параметрами которой являются идентификатор, определяющей тип формы, числа, определяющие размеры формы (например, для прямоугольного параллелепипеда это – полудлина, полуширина и полувысота, для трубки – внутренний, внешний радиус и полудлина и т. д.) и уникальный номер описанной формы. Каждой форме соответствует своя декартова прямоугольная система координат (например, для трубки начало координат находится в её центре, а ось z направлена вдоль её длины).

На втором этапе задаются вещества, которыми заполнены используемые в эксперименте объекты. Вещества бывают двух типов: простые, состоящие из атомов одного элемента, и сложные, состоящие из атомов нескольких элементов. Сначала описываются простые вещества, в том числе те, из атомов которых состоят сложные вещества. При этом в качестве параметров соответствующей процедуры GEANT'а задаются номер вещества, его название, атомный вес, атомное число, плотность, радиационная длина и длина поглощения. При описании сложных веществ задаются дополнительно число входящих в вещество элементов, удельный вес каждого из них по числу атомов или по массе, а также

плотность вещества. Отметим, что первые два этапа могут быть пройдены в любом порядке.

На третьем этапе формы тел наполняются веществами и размещаются в пространстве. Также происходит задание внешних магнитных полей, если таковые есть. При этом сначала задаётся форма объёма, который занимает всё пространство эксперимента (назовём её исходной формой). Система координат, соответствующая этой форме, в дальнейшем будет системой координат эксперимента. Исходная форма заполняется веществом посредством указания номера этого вещества (как правило, это воздух или вакуум). При размещении последующих форм объёмов экспериментальных тел пользователь указывает, относительно какой материнской формы (исходной или другой, ранее уже размещённой) задаются координаты размещаемой формы, указывается также номер размещаемой формы, смещения центра её координат по x , y и z относительно центра координат материнской формы, а также полярные и азимутальные углы всех трёх осей координат размещаемой формы относительно каждой из осей материнской формы. Задание шести чисел для описания поворота системы координат, кажется, избыточно. Сделано оно для удобства пользователя. Если при задании углов будут нарушены условия ортогональности и взаимной ориентации осей, система исправит ошибку и предупредит об этом пользователя. Как и исходная форма, все размещаемые формы (используемые в эксперименте объекты) заполняются описанным ранее веществом и, возможно, внешним магнитным полем, для которого задаются интенсивность и тип расположения силовых линий в пространстве. В принципе, вектор внешнего магнитного поля в каждой точке пространства можно задать некоей функцией. Вещество, которым заполняет-

ся размещаемая форма, заменяет собой вещество материнской формы. Ограничением GEANT'a является то, что вещество внутри любой формы должно быть однородным. Одна и та же форма может быть размещена во многих местах, заполняться разными веществами и разными магнитными полями (использоваться для описания разных экспериментальных объектов одной и той же формы). Каждой размещённой форме (экспериментальному объекту) ставится в соответствие свой уникальный номер. После размещения объектов в экспериментальном пространстве вид этих объектов из любой точки пространства эксперимента может быть сохранён в файле или распечатан, при этом для каждого объекта можно задать свой цвет.

После того, как конфигурация экспериментального оборудования задана, начинается генерация событий. Число событий задаётся пользователем и ограничено лишь быстродействием ЭВМ и объёмом памяти, доступным для записи параметров каждого из событий. Рассмотрим, из чего состоит генерация каждого события.

Пользователь «вмешивается» в генерацию события три раза: один раз обязательно, в начале каждого события, и два раза не обязательно: после каждого шага события (о том, что такое шаг события, будет сказано ниже) и в конце каждого события. Любое событие начинается с вылета неких частиц (назовём их исходными частицами) из некой точки экспериментального пространства (первичной точки). При инициализации каждого события GEANT вызывает пользовательскую программу инициализации события, имеющую определённое имя. Назовём её программой инициализации события. В ней пользователь путём вызова соответствующих процедур GEANT'a указывает, какие именно ча-

стицы вылетают (каждая частица имеет в GEANT'е свой номер, и пользователь указывает этот номер). Он указывает также координаты точки их вылета и все три компонента импульса каждой из частиц. И координаты точки вылета, и компоненты импульса для каждой исходной частицы каждого события могут задаваться как фиксированными, так и стохастическими, разыгранными в соответствии с заданной функцией распределения. На этом обязательное участие пользователя в генерации события заканчивается.

Рассмотрим, из чего состоит генерация события системными объектами пакета GEANT. Прежде всего, событие можно разделить на проводки каждой частицы, как исходной, так и вторичной, от точки её образования (для исходной частицы – первичной точки) до вылета из экспериментального объёма или до точки поглощения или распада частицы, или до того момента, когда энергия частицы станет ниже минимальной энергии для частиц данного типа, заданной пользователем. Проводка каждой частицы делится на шаги. Каждый шаг состоит из свободного пролёта частицы до взаимодействия частицы с одним из атомов вещества того объекта, в котором летит частица и самого взаимодействия (реакции) с этим атомом или до вылета из объекта. Шаг разыгрывается следующим образом. Сначала на основе известных сечений взаимодействия частицы с атомами вещества разыгрывается длина свободного пробега частицы и находится точка, в которой оказывается частица после свободного пробега. Если эта точка находится внутри того же экспериментального объекта, в котором разыгрывался свободный пробег, то вычисляется энергия, которую, возможно, потеряла частица во время свободного пробега (как, например, электрон вследствие радиационных потерь). Далее, если вещество сложное, разыг-

рывается тип атома, на котором произошла реакция, потом на основе соотношения сечений возможных реакций разыгрываются тип реакции и, на основе дифференциального сечения реакции, энергии всех продуктов реакции и углы, под которыми они вылетают. Следует отметить, что дифференциальные сечения, заложенные в GEANT, не всегда соответствуют действительности с хорошей точностью. Пользователь может задать свои, более точные значения сечений и «обязать» GEANT использовать их при расчётах. Если эта точка находится вне экспериментального объекта, в котором разыгрывался свободный пробег, то вычисляются координаты точки вылета частицы из объекта, вычисляется энергия, которую, возможно, потеряла частица во время свободного пробега, и на точке выхода из объекта шаг завершается.

После каждого шага события GEANT вызывает пользовательскую программу, также имеющую определённое имя. Назовём её программой контроля шагов события. В ней пользователь получает доступ к типу произошедшей реакции, к энергии, которую потеряла частица на шаге, и ко всем параметрам как проводимой частицы, так и других объектов, участвующих в событии (физического тела, в котором движется частица, ядра атома, на котором произошла реакция, всех образовавшихся в результате реакции частиц). Отметим, что среди системных переменных GEANT'а, к которым после каждого шага имеет доступ пользователь, есть переменная, которая указывает на то, что произошло в результате шага. Возможные варианты: частица осталась в рассматриваемом объекте, находится в точке выхода из него, находится в начальной точке своего существования, в точке входа в новый объект или в точке вылета из всего экспериментального пространства. Любые из этих

параметров пользователь может записать для дальнейшего контроля и анализа, вычислять на основе их интересные его величины (например, потери энергии в рабочем веществе сцинтилляционного детектора) или, если в этом нет необходимости, оставить программу контроля шагов события пустой.

Проведя одну частицу до конечной её точки, GEANT берёт следующую, потом следующую, и так до тех пор, пока все частицы, как исходные, так и вторичные, не будут проведены. В результате число шагов события может изменяться от одного (была задана одна исходная частица, и она вылетела из экспериментального пространства, не вступив ни в какие реакции) до нескольких сот тысяч. Недостатком GEANT'а является то, что по ходу эксперимента изменить параметры экспериментальных объектов (например, плотность вещества внутри них) невозможно.

После каждого сгенерированного события GEANT также вызывает пользовательскую программу. Назовём её программой контроля событий. В ней пользователь получает доступ ко всем сохранённым и вычисленным в процессе генерации события величинам. Как правило, пользователь записывает их в файл особого типа – `ntuple`. В эти файлы последовательно записываются заданные пользователем наборы величин для всех сгенерированных событий. Отметим, что файлы типа `ntuple` используются и для записи данных реальных экспериментов, тогда в них записываются величины, измеренные физическими приборами. Если пользователь хочет записывать данные моделирования в `ntuple`, он должен до начала генерации событий описать структуру файла, то есть те величины каждого события, которые он будет записывать в файл. Это делается посредством вызова системной процедуры GEANT. Для про-

стой переменной указывается её имя и диапазон значений, который она может принимать. Для переменной-массива сначала указываются имена индексов массива (одного или нескольких) и границы их изменений, а потом имя самой переменной массива и границы её изменения. После каждого события пользователь может дать команду записи величин, соответствующих этому событию, в `ntuple`. Он может также записать эти величины в файл другого типа.

После генерации всех событий GEANT вызывает последнюю пользовательскую программу. В ней пользователь может сделать финальные вычисления и закрыть файлы, в которые записывалась информация со всех сгенерированных событий. После завершения математического моделирования, если данные моделирования записывались в файл типа `ntuple`, пользователь посредством пакетов программ PAW или ROOT может построить одномерные или многомерные распределения любых величин, записанных в `ntuple`, при условии, что одна или несколько участвующих или не участвующих в распределениях величин лежат в определённых пределах.

3.4 Идентификация мезонов и нуклонов. Основные критерии отбора событий фоторождения мезонов на нуклоне

Следует отметить, что достоинством установки GRAAL является возможность одновременного измерения разных парциальных сечений благодаря наличию детектора с большим телесным углом. Поэтому, измеряя сечения хорошо известных реакций, можно быть уверенным в точности других, плохо изученных реакций, например множественного рождения мезонов и др. При этом на первый план выходит надежность и точность отбора соответствующих событий и надежное выделение фона от сопутствующих парциальных каналов. Поскольку процедура отбора событий для каждой реакции подробно описана в статьях, посвященных анализу различных каналов фоторождения мезонов, ссылки на эти работы приводятся ниже в главе, посвященной анализу экспериментальных данных.

Отбор событий проводился на основе прямых измерений кинематических переменных, включая энергию падающего фотона E_γ , энергию протона отдачи E_p , полярного и азимутального угла протона θ_p and ϕ_p и мезона θ_π and ϕ_π (см., например, [40, 41]). Инвариантная масса π^0 η -мезонов восстанавливалась путем измерения гамма-квантов от их распада.

Идентификация частиц проводилась в центральной области детектора в диапазоне углов $25^\circ < \theta < 155^\circ$, как показано на рисунке 18.

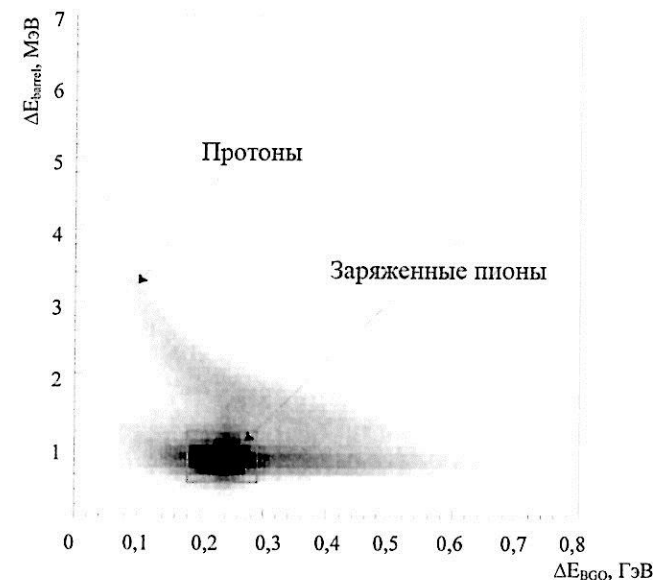


Рисунок 18 – Разделение протонов и заряженных пионов в детекторе BGO

Следует отметить, что результаты моделирования и отбора событий зависят от многих факторов, поэтому очень важно точное соответствие условий моделирования и эксперимента. Алгоритм идентификации парциальной реакции может включать в себя дополнительные специфические условия. Например, для фоторождения нейтральных пионов следует учитывать наложения нейтральных кластеров, поскольку их регистрация производится через распад на два гамма-кванта. В случае парциальной реакции с рождением положительных мезонов следует учитывать появление вторичных нейтральных кластеров от рассеянного в BGO нейтрона отдачи. Корректный анализ этих деталей поз-

волил минимизировать систематические ошибки на уровне 5%. Эти оценки подтверждаются сравнением результатов, полученных для перекрывающихся энергетических диапазонов с использованием разных длин волн аргонового лазера.

При измерении сечений с образованием заряженных мезонов, когда их энергию нельзя непосредственно измерить детектором установки GRAAL, использовалась кинематическая связь соответствующих углов и энергий. На рисунке 19 (слева) показана разность между измеренным и расчетным углом вылета нуклонов отдачи из реакции $\eta = \gamma p \pi^-$ и энергий нуклонов отдачи для реакции $\eta p = \gamma n \pi^+$ соответственно. Вертикальными линиями показаны ограничения при отборе событий.

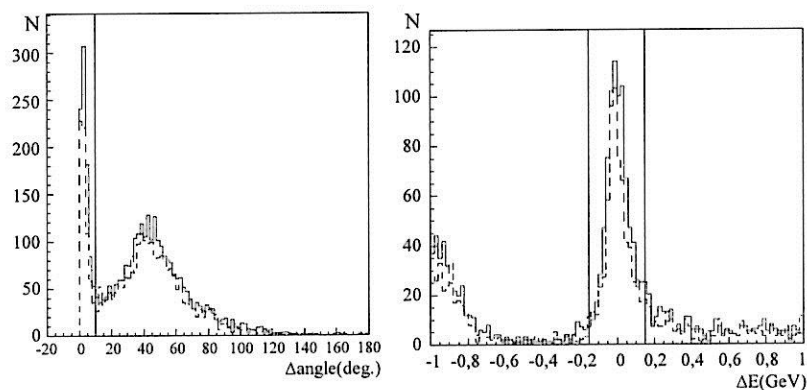


Рисунок 19 – Угол (слева) и энергия (справа) между расчетным и измеренным значениями для реакции $\eta = \gamma p \pi^-$

Справа на этом же рисунке показана разность между расчетной и измеренной энергией протона отдачи в переднем направлении для реакции $\eta = \gamma p \pi^-$.

Идентификация того или иного канала реакций фоторождения предполагает однозначное сопоставление событиям, зарегистрированным в детекторе, частиц конечного состояния. Вообще говоря, методы такого сопоставления для различных экспериментальных установок различны и учитывают специфику каждой установки. При этом используется кинематическую связь между различными продуктами реакции.

Основным кинематическим методом является вычисление инвариантной массы частиц по продуктам их распада. Если в исследуемой реакции частица X распадается на N различных частиц X_j и при этом каждая из частиц зарегистрирована детектором и для каждой из них измерены импульс и энергия, то из законов сохранения энергии и импульса можно восстановить инвариантную массу (массу покоя) частицы X , зарегистрировав продукты её распада:

$$M_X = \sqrt{E_X^2 - p_X^2} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N E_{X_i}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_{X_i}\right)^2}, \quad (15)$$

где E_X и p_X – энергия и импульс частицы X , а E_{X_i} и p_{X_i} – регистрируемые в детекторе энергии и импульсы частиц.

В качестве примера рассмотрим идентификацию событий, соответствующих регистрации π^0 и η -мезонов. Как известно, π^0 и η -мезоны нестабильны. Время жизни π^0 мезона составляет $\sim 10^{-16}$ сек., а η -мезона $\sim 10^{-18}$ сек. π^0 -мезон с вероятностью 99%, а η -мезон с вероятностью 39%, распадаются на два гамма-кванта, которые и регистрируются детектором. Для идентификации событий, в которых родился π^0

или η -мезон, можно восстановить их инвариантную массу M из зарегистрированных пар гамма-квантов:

$$M = \sqrt{(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2})^2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos \Phi_{\gamma_1\gamma_2})}, \quad (16)$$

где E_{γ} , p_{γ} – энергии и импульсы гамма-квантов, измеренные в детекторе; Φ_{γ} – угол разлёта между парой гамма-квантов.

На рисунке 20 представлено распределение инвариантной массы для $\sim 10^7$ событий, рассчитанной по формуле 16. На данном распределении хорошо видны два максимума, соответствующие регистрации ρ^0 ($M = 135$ МэВ) и η -мезонов ($M = 547$ МэВ).

Качество отбора событий можно видеть из рисунка 21, где показана инвариантная масса ω -мезона до и после кинематических ограничений.

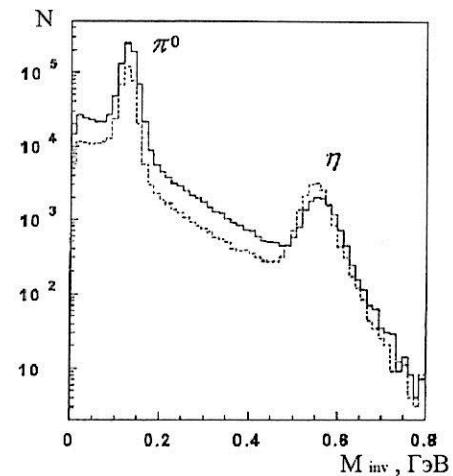


Рисунок 20 – Инвариантная масса нейтральных мезонов, восстановленная по двум гамма-квантам, зарегистрированным в ВГО-калориметре установки GRAAL. Сплошная линия и пунктирная линия соответствуют случаям, когда пара гамма-квантов зарегистрирована в совпадении с заряженной частицей в ВГО-калориметре и двойной стене пластиковых сцинтилляторов соответственно

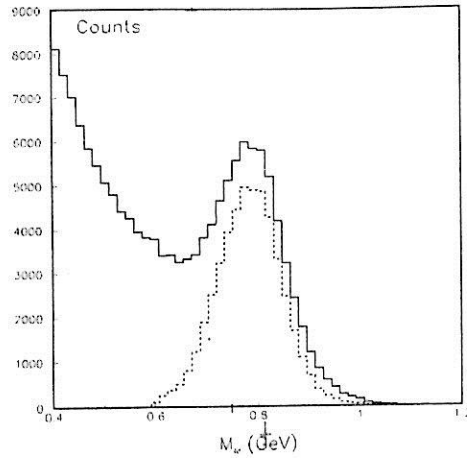


Рисунок 21 – Инвариантная масса ω -мезона до кинематических ограничений (сплошная кривая) и после них (пунктир)

Вычисление недостающей массы используется для идентификации каналов реакций, когда одна или несколько частиц конечного состояния реакции не зарегистрирована. Пусть исследуется реакция $a + A \rightarrow b + B$, где частица b зарегистрирована детектором и для неё измерены энергия и импульс, а частица B не зарегистрирована. Зная энергии и импульсы частиц начального состояния (a и A) и используя законы сохранения энергии и импульса, можно вычислить массу частицы B :

$$M_B = \sqrt{E_B^2 - p_B^2} = \sqrt{(E_a + E_A + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_A - \vec{p}_b)^2}, \quad (17)$$

где E и p – энергия и импульс частиц соответственно.

В качестве примера рассмотрим идентификацию событий, соответствующих реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^0 p$, в которых протон в конечном состоянии не зарегистрирован. Пусть ось z совпадает с направлением импульса налетающих гамма-квантов. В этом случае

$$M = \sqrt{(E_\gamma + M_p - E_{\pi^0})^2 - (-p_{\pi^0}^x)^2 - (-p_{\pi^0}^y)^2 - (E_\gamma - p_{\pi^0}^z)^2}, \quad (18)$$

где E_γ – энергия налетающих гамма-квантов; M_p – масса протона; E_{π^0} – зарегистрированная энергия π^0 , p^x, p^y, p^z – компоненты импульса π^0 .

На рисунке 22 (слева) представлено распределение недостающих масс, рассчитанное по формуле 18. На данном распределении в области $M = 938$ МэВ хорошо виден максимум, соответствующие реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$. Основная часть событий справа от максимума соответствует реакциям $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$. На рисунке 22 (справа) представлено распределение недостающих масс в реакции $\gamma p \rightarrow k^+ n$ которое было получено в эксперименте LEPS [25].

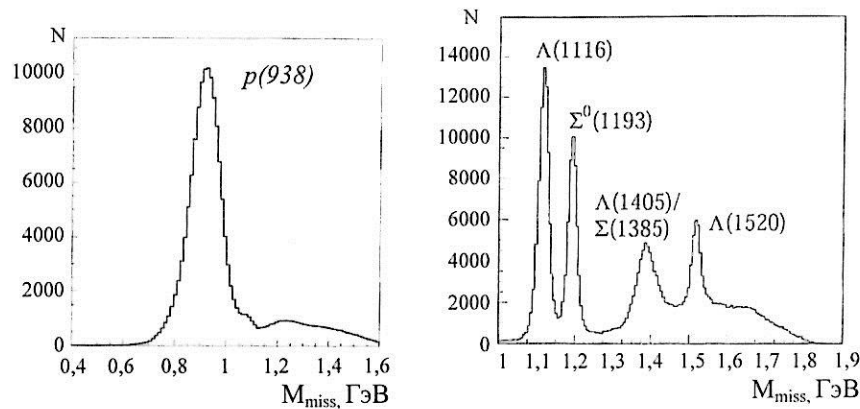


Рисунок 22 – Недостающая масса в реакциях $\gamma p \rightarrow \pi^0 X$ (слева) и $\gamma p \rightarrow K^+ X$ (справа).

Из данных экспериментов GRAAL и LEPS соответственно

Для частицы X конечного состояния исследуемой реакции полезно одновременно измерить и рассчитать из кинематики ее энергию и импульс. Тогда для отбора событий можно использовать баланс энергии и импульса:

$$\Delta E = E^{\text{exp}} - E^{\text{calc}}; \quad (19)$$

$$\Delta p_x = p_x^{\text{exp}} - p_x^{\text{calc}}, \quad \Delta p_y = p_y^{\text{exp}} - p_y^{\text{calc}}, \quad \Delta p_z = p_z^{\text{exp}} - p_z^{\text{calc}}, \quad (20)$$

Здесь величины, обозначенные “exp”, соответствуют измерению в детекторе, а “calc” – расчетам из законов сохранения энергии и импульса.

В качестве примера снова рассмотрим реакцию $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$, регистрируемую установкой GRAAL.

Ось z совпадает с направлением импульса налетающих гамма-квантов, а импульс протона мишени равен нулю.

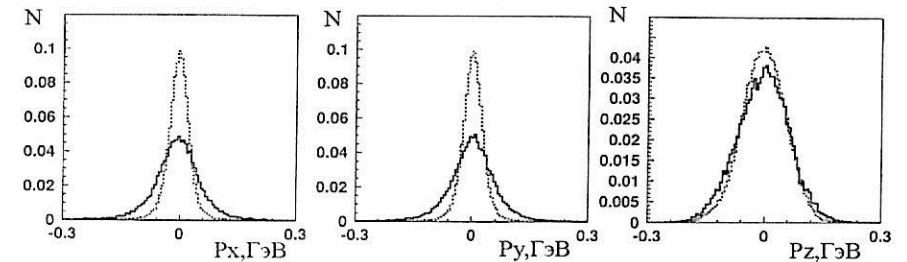


Рисунок 23 – Баланс импульса протона отдачи для реакций $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$ (пунктирная линия) и $\gamma + d \rightarrow \pi^0 + p$ (сплошная линия)

На рисунке 23 для компонент Δp_x и Δp_y заметно уширение пика за счёт ферми-импульса.

В BGO-калориметре установки GRAAL максимальная энергия протонов, которую можно измерять непосредственно по энергетическим потерям, составляет 300 МэВ. Однако эту энергию протона отдачи можно вычислить из кинематики, если известна энергия налетающих гамма-квантов и, например, импульс π^0 -мезона, который равен сумме импульсов зарегистрированных гамма-квантов (см. формулу 18). На рисунке 24 показаны типичные распределения из данных GRAAL для баланса энергии и импульса протона отдачи из реакции $\gamma + P \rightarrow \pi^0 + p$. События вокруг области $\Delta E = 0$ и $\Delta p = 0$ соответствуют отбираемой реакции. В распределении ΔE видна асимметрия, которая в основном обусловлена тем, что при энергии протона больше 300 МэВ измеренная в

ВГО-калориметре энергия протона оказывается меньше реальной.

Понятие баланса углов определяется аналогично балансу энергий и импульсов. Балансом угла θ для частицы X называются распределения величин:

$$\Delta\theta = \theta^{exp} - \theta^{calc}, \quad (21)$$

а для угла ϕ :

$$\Delta\phi = \phi^{exp} - \phi^{calc}, \quad (22)$$

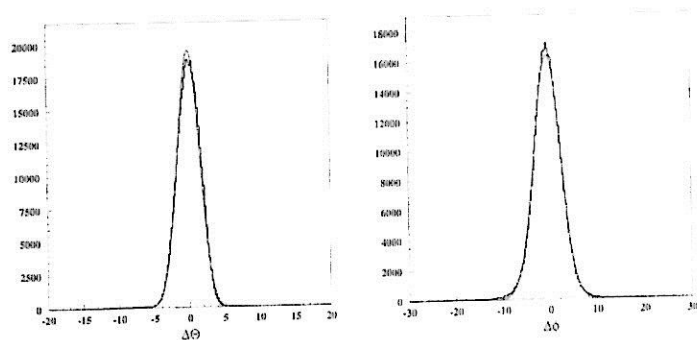


Рисунок 24 – Баланс углов для протона отдачи из реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$, зарегистрированной детекторами переднего направления установки GRAAL

В направлении «вперед» идентификация частиц производится с помощью метода времени пролёта. Измеряя время пролёта T частицей некоторого базового расстояния L , можно определить её энергию E или импульс p . В этом случае, пользуясь связью массы, скорости и энергии частицы

$$E = \gamma M, \vec{p} = \beta \gamma M, \text{ где } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \beta = \frac{L}{T}, \quad (23)$$

легко получить спектр масс, соответствующих тому или иному зарегистрированному событию.

3.5 Алгоритмы определения сечений и асимметрии реакций фоторождения нейтральных и заряженных пионов на нуклоне

Дифференциальное сечение, измеряемое в эксперименте, для каждого из диапазонов энергий и углов определяется следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta, \phi) \approx \frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega}(E_\gamma, \theta, \phi) = \frac{1}{\varepsilon(E_\gamma, \theta, \phi)} \cdot \frac{\Delta N(E_\gamma, \theta, \phi)}{\Delta\Omega \cdot n_t \cdot \Delta F(E_\gamma)}. \quad (24)$$

Здесь $\Delta N(E_\gamma, \theta, \phi)$ – количество отобранных событий, которые соответствуют изучаемой реакции; $\varepsilon(E_\gamma, \theta, \phi)$ – эффективность регистрации изучаемой реакции, которая определяется произведением геометрической эффективности (геометрического аксептанса), эффективности регистрации частиц с учетом функции отклика детектора, эффективности предварительного анализа (анализ событий в каждом детекторе, восстановление треков частиц и т. д.), а также эффективности отбора событий, соответствующих изучаемой реакции; $\Delta F(E_\gamma)$ – количество гамма-квантов из диапазона ΔE_γ , упавших на мишень за время измерений; n_t – число ядер мишени на единицу площади.

Полное сечение, которое является интегралом от дифференциального сечения, в эксперименте вычисляется для каждого из диапазонов ΔE_γ как следующая сумма:

$$\sigma_{tot}(E_\gamma) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \sum_i \Delta\sigma_i(E_\gamma, \vartheta, \varphi), \quad (25)$$

где i – номер диапазона; $\Delta\sigma_i$ – сечение, проинтегрированное по диапазону $\Delta\Omega_i$. Полные сечения фотопоглощения на протоне при промежуточных энергиях измерялись разными методами, обычно с использованием пучков тормозных меченых фотонов. Такие пучки имеют «низкоэнергетический хвост», который производит значительный электромагнитный фон. Для уменьшения этого фона использовались черенковские счетчики, производилась идентификация заряженных частиц. На установке GRAAL измерения проводились на гамма-пучке, полученном методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах накопителя ESRF. Такой пучок имеет корреляцию «угол – энергия», поэтому фон был значительно снижен посредством коллимации.

Для измерения полных сечений определялась эффективность регистрации продуктов реакции, особенно нейтронов в используемом детекторе «BGO-кристалл-болл». Особенностью этого детектора является большой телесный угол, близкий к 4π . Для улучшения точности и уменьшения систематических ошибок в эксперименте GRAAL использовались два разных метода: во-первых, метод прямого вычитания фона от пустой мишени и, во-вторых, метод суммирования парциальных реакций, что стало возможным благодаря высокому качеству пучка.

Метод вычитания, как следует из его названия, основан на прямом вычитании фона. Этот фон идет из оболочки мишени, от ускорителя, коллиматора и т. д., но не от жидкого водорода, заполняющего мишень. Поэтому он может быть измерен и вычтен в эксперименте с пустой мишенью. Полный адронный выход можно представить в виде:

$$Y(E_\gamma) = N_p \cdot N_\gamma \cdot \sigma_{tot}(E_\gamma) \cdot \Omega(E_\gamma), \quad (26)$$

где N_p – число протонов в мишени (жидкий водород толщиной 6 см соответствует $2,568 \cdot 10^{23}$ протонов / см^2); N_γ – поток гамма-квантов, прошедших через мишень, $\sigma_{tot}(E_\gamma)$ – полное сечение фотопоглощения; $\Omega(E_\gamma)$ – эффективность регистрации, которая оценивается посредством моделирования.

Полное число адронных событий, набранных в течение одного дня ($\approx 2 \cdot 10^7$), было достаточным для получения статистической точности $\leq 2\%$ в каждом энергетическом интервале шириной 16 МэВ (разрешение системы мечения). Эффективность системы мечения была одинаковой при наборе данных и измерении потока гамма-квантов, поскольку это производилось одновременно. Поток измерялся одновременно двумя мониторами пучка: детектором полного поглощения («спагетти») и относительным пластиковым счетчиком.

Эффективность регистрации адронных событий $\Omega(E_\gamma)$ определялась с помощью моделирования по методу Монте-Карло с использованием программы GEANT. Результаты моделирования [41] приведены в таблице 2 для двух различных порогов триггера BGO (полное энерговыделение 100 и 160 МэВ). Видно, что

эта эффективность слабо зависит от порога и от энергии фотонов в рассматриваемой области. Ее величина близка к 90% благодаря большому телесному углу детектора. Величину систематической ошибки, связанной с оценкой эффективности, мы оцениваем на уровне не более 2%. В частности, это выполнялось путем сравнения результатов, полученных при разных длинах волн используемых лазеров в перекрывающихся диапазонах энергий. Полные ошибки измерений приведены ниже после сравнения с результатами, полученными независимо методом суммирования парциальных реакций.

Таблица 2 – Моделированные глобальные эффективности BGO для двух порогов (100 и 160 МэВ) как функция E_γ

| E_γ , ГэВ | 0.55 | 0.65 | 0.75 | 0.85 | 1.05 | 1.15 | 1.25 | 1.35 | 1.45 |
|--|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\Omega(E_{\text{порог}} > 100 \text{ МэВ})$ | 0.86 | 0.8 | 0.90 | 0.89 | 0.88 | 0.90 | 0.90 | 0.90 | 0.90 |
| $\Omega(E_{\text{порог}} > 160 \text{ МэВ})$ | 0.84 | 0.86 | 0.87 | 0.86 | 0.87 | 0.86 | 0.97 | 0.87 | 0.97 |

В методе суммирования выход парциальной реакции, интегрированный по всему телесному углу, можно представить в виде:

$$Y_{\text{part}}(E_\gamma) = N_p \cdot N_\gamma(E_\lambda) \cdot \sigma_{\text{part}}(E_\gamma) \cdot \Omega(E_\gamma), \quad (13)$$

где $\sigma_{\text{part}}(E_\gamma)$ – сечение парциальной реакции, остальные параметры такие же, как в формуле (26), приведенной выше.

Выход для двухчастичных парциальных реакций определялся с помощью кинематического отбора в соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Алгоритмы такого отбора для реакций ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p, \gamma p \rightarrow \pi^+ n, \gamma p \rightarrow \eta p$ и др.) были описаны в предыдущей главе. Для оценки эффективности $\Omega(E_\gamma)$ использовались известные из литературы угловые распределения для этих реакций. Для трехчастичных реакций фоторождения мезонов типа $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$ данные по угловым распределениям считались изотропными. Расчеты эффективности проводились с использованием полного программного обеспечения установки GRAAL, а именно PREAN, LAGGEN, LAGDIG. Эти программы позволяют моделировать процессы с учетом кинематики и аппаратурной функции отклика детектора.

Результаты модельных расчетов для доминирующих парциальных каналов представлены в таблице 3. Порог для сигнала с каждого кристалла BGO устанавливался равным 10 МэВ, что соответствовало условиям эксперимента. Порог в триггере BGO был задан на уровне 160 МэВ.

Таблица 3 – Моделированные эффективности регистрации парциальных каналов (в скобках отдельно указаны кинематические эффективности) для детектора с большим телесным углом установки ГРААЛЬ

| $E_\gamma, \text{ГэВ}$ | $\pi^+ n$ | $\pi^0 p$ | $\pi^+ \pi^- p$ |
|------------------------|-----------------|-----------------|-----------------------------|
| 0.55 | 0.122(0.68) | 0.441(0.72) | 0.133(0.33) |
| 0.65 | 0.131(0.64) | 0.419(0.71) | 0.158(0.34) |
| 0.75 | 0.121(0.59) | 0.352(0.64) | 0.162(0.34) |
| 0.85 | 0.113(0.55) | 0.253(0.56) | 0.167(0.33) |
| 0.95 | 0.106(0.54) | 0.191(0.52) | 0.154(0.31) |
| 1.05 | 0.100(0.49) | 0.131(0.50) | 0.151(0.29) |
| 1.15 | 0.090(0.44) | 0.090(0.46) | 0.160(0.28) |
| 1.25 | 0.081(0.41) | 0.062(0.41) | 0.167(0.26) |
| 1.35 | 0.072(0.40) | 0.049(0.38) | 0.169(0.24) |
| 1.45 | 0.064(0.38) | 0.041(0.36) | 0.171(0.22) |
| | $\pi^+ \pi^0 n$ | $\pi^0 \pi^0 p$ | $n p \rightarrow 2\gamma p$ |
| 0.55 | 0.031(0.29) | 0.10(0.24) | |
| 0.65 | 0.037(0.29) | 0.10(0.24) | |
| 0.75 | 0.038(0.29) | 0.10(0.23) | 0.008(0.00) |
| 0.85 | 0.034(0.28) | 0.10(0.23) | 0.038(0.10) |
| 0.95 | 0.031(0.26) | 0.10(0.22) | 0.060(0.14) |
| 1.05 | 0.027(0.25) | 0.10(0.22) | 0.058(0.14) |
| 1.15 | 0.022(0.23) | 0.09(0.21) | 0.058(0.14) |
| 1.25 | 0.019(0.21) | 0.09(0.21) | 0.051(0.13) |
| 1.35 | 0.017(0.19) | 0.10(0.20) | 0.044(0.12) |
| 1.45 | 0.016(0.17) | 0.09(0.18) | 0.034(0.11) |

Для идентификации исследуемой реакции использовались стандартные кинематические методы. Прямым путем измерялась энергия падающих фотонов, E_γ , энергия протонов (в детекторе BGO или сцинтилляционной стене переднего направления, E_p , полярный и азимутальный углы протонов и пионов (θ , ϕ). Остальные переменные определялись из кинематических соотношений. Например, энергия отрицательных пионов для реакции $n \Rightarrow \pi^- p$ определялась посредством соотношения $E_{\pi^-} = E_\gamma + M_n - E_p$, а энергия

нейтрона: для реакции $n \Rightarrow \pi^- p$ из уравнения $E_n = E_\gamma + E_p - E_{\pi^0}$. При этом поправок на Ферми движение нуклонов в дейтронной мишени не вводилось. Более подробно детали идентификации парциальных каналов описаны ниже в главе, посвященной исследованию сечений парциальных реакций.

Рассмотрим процедуру измерения асимметрии, которая является общей для всех исследуемых реакций. Прежде всего, все отобранные события делятся по интервалам (E , θ_{cm} и ϕ), где E – энергия фотонов, θ , ϕ – полярный и азимутальные углы в с. ц. м. Пучковая асимметрия извлекается из азимутальной зависимости (см. рис. 25), которая аппроксимируется следующим выражением:

$$\begin{aligned} & [N_V(\phi) - N_H(\phi)] / [N_V(\phi) + N_H(\phi)] = \\ & = P_\gamma \Sigma \cos 2\phi, \end{aligned} \quad (27)$$

где $N_V(\phi)$ и $N_H(\phi)$ – азимутальные выходы, нормированные на поток фотонов с вертикальной и горизонтальной поляризацией, соответственно. Для заданных интервалов энергии и углов θ_{cm} пучковая асимметрия Σ определяется путем фитирования экспериментальных точек к зависимости $P_\gamma \Sigma \cos 2\phi$, где степень поляризации P_γ определяется расчетным путем по энергии фотона.

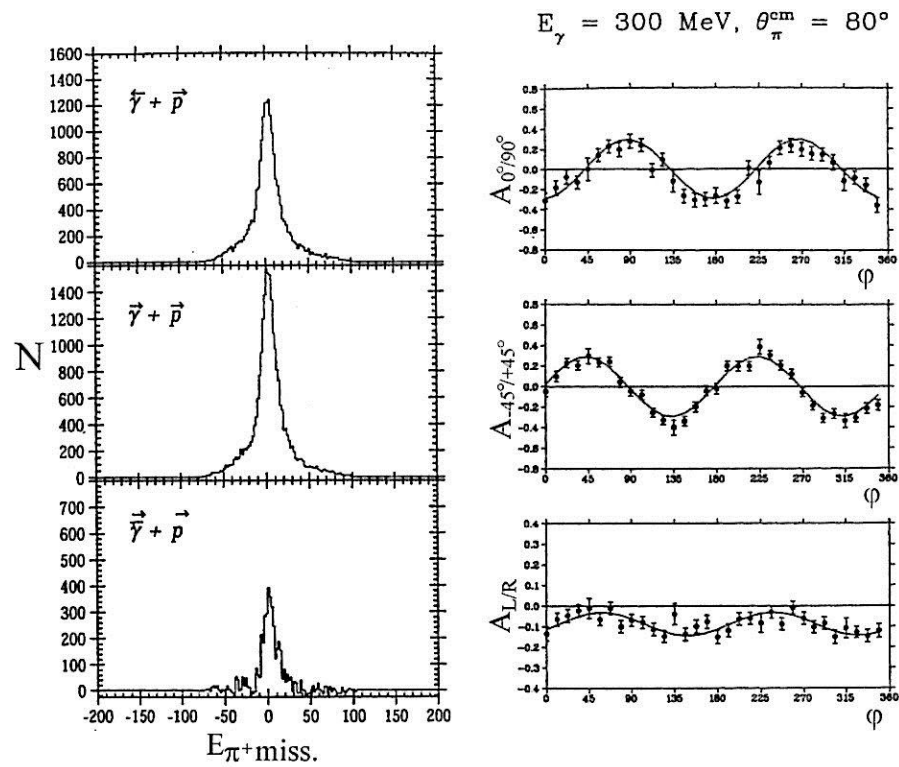


Рисунок 25 – Слева – спектр недостающих масс для π^+ -мезонов из поляризованной мишени на циркулярно-поляризованных фотонах. $h(1/2)$ и $h(3/2)$ означает, что спины фотона и протона параллельны и антипараллельны соответственно. Справа – асимметрия фоторождения π^+ -мезонов для отношения $0^\circ/90^\circ$ (вверху), $-45^\circ/45^\circ$ (в середине) на линейно-поляризованных фотонах; внизу – асимметрия на циркулярно-поляризованных фотонах. Кривые – результат аппроксимации по формуле (27)

Источником систематических ошибок при измерении пучковой симметрии, а также дифференциальных сечений, являются два основных фактора. Во-первых, это точность юстировки пучка на мишени, и во вторых – это фоновый вклад от других адронных реакций. Точность определения степени поляризации фотонов $\Delta P_\gamma/P_\gamma$ составляет около 2%. В результате систематическая ошибка примерно в 1,5 раза превышала статистическую. Разумеется, координатная точность попадания пучка в центр мишени, задаваемая юстировкой коллиматора и детектора, должна быть очень высокой, чтобы избежать азимутальной асимметрии за счет геометрии (телесных углов). Проверка систематических ошибок делалась из сравнения результатов, полученных с разными волнами длин лазера, то есть в перекрывающихся энергетических диапазонах: для зеленой линии – 500–1100 МэВ, для ультрафиолетовой – 700–1500 МэВ.

Глава 4 Результаты измерений

Изучение поляризационных эффектов в области нуклонных резонансов являлось основной целью эксперимента GRAAL. Большинство результатов получено на пучке линейно-поляризованных фотонов с энергией от 600 до 1500 МэВ на неполяризованных мишенях из водорода и дейтерия. Основное внимание уделено фоторождению псевдоскалярных пионов и эта-мезонов. Эти процессы описываются в рамках модели с использованием амплитуд рассеяния, которые позволяют измерить семь независимых, наблюдаемых для каждого интервала энергий фотонов и полярных углов вылета мезонов в с. ц. м. Исследование механизмов реакции предполагает образование промежуточных состояний, имеющих определенную четность и угловой момент,

которые интерпретируются в терминах электрических и магнитных мультиполей. Поляризационные наблюдаемые играют важную роль в описании свойств нуклонных резонансов. Кроме того, существенную роль играет сохранение изоспина, отделяя адронный механизм процесса от электромагнитного.

4.1 Пучковая асимметрия

К настоящему времени на установке GRAAL исследована пучковая асимметрия Σ для четырех реакций фоторождения пионов на протоне и нейтроне: $\gamma p \Rightarrow \pi^0 p$ [42], $\gamma p \Rightarrow \pi^+ n$ [43,44], $\gamma n \Rightarrow \pi^0 n$ [45], $\gamma n \Rightarrow \pi^- p$ [46], а также фоторождения эта-мезонов $\gamma p \Rightarrow \eta p$ [47], $\gamma n \Rightarrow \eta n$ [48] и ω -мезонов на протоне и нейтроне [49]. Эксперименты на протоне и нейтроне для каждого конечного состояния, выделенного по изоспину, позволили определить все переходные амплитуды. Дополнительная информация была получена для реакций одновременного двойного рождения мезонов $\pi^0 \eta$ [50], $\pi^0 \pi^0$ [51]. Первые предварительные результаты опубликованы недавно для реакции с фоторождением η' -мезона [52]. Для реакции $\gamma p \Rightarrow K^+ \Lambda$ измерены спиновые характеристики нуклонов отдачи [53]. По оригинальным данным опубликованы обзорные статьи [54–58].

Благодаря современной технике эксперимента в эксперименте GRAAL удалось измерить отдельно асимметрии для квазисвободных протона и нейтрона. На всех рисунках, показанных ниже, представлена зависимость асимметрии от угла θ_{cm} , – угла вылета мезона в системе центра масс.

Пучковая асимметрия Σ для разных диапазонов энергий π^0 , π^+ , η и ω -мезонов приведена на рисунках 26–29 соответственно.

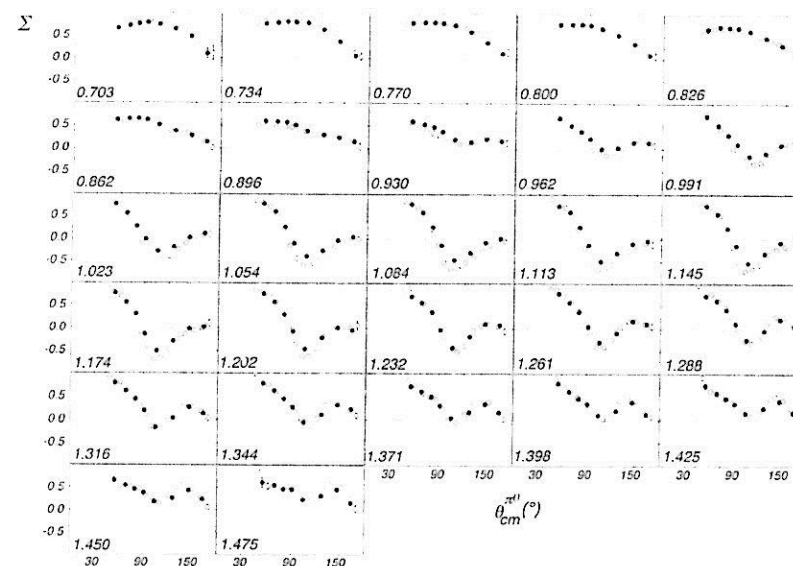


Рисунок 26 – Асимметрия фоторождения π^0 мезонов на квазисвободном протоне по данным GRAAL [42]. Кривые – результат мультипольного анализа

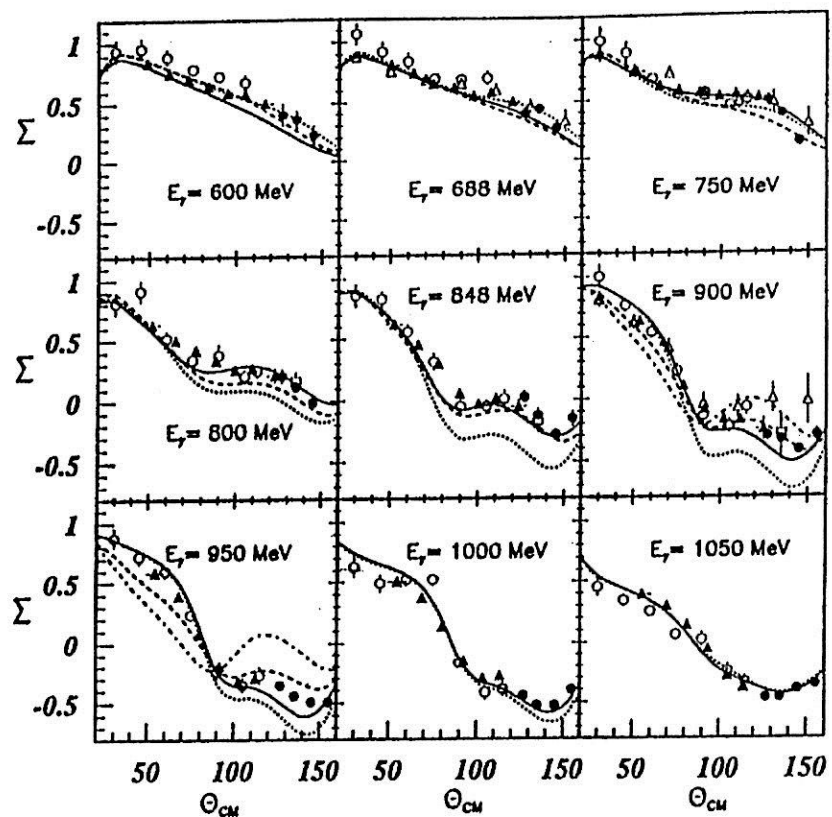


Рисунок 27 – Асимметрия (Σ) фоторождения π^+ -мезонов на протоне. GRAAL [43] – сплошные кружки и треугольники; Дарресбюри [59] – открытые кружки; SLAC [60] – открытые треугольники и квадраты. Сплошные кривые – результат мультипольного анализа [61]. Пунктирные и точечные линии – предсказания изобарной модели [62]

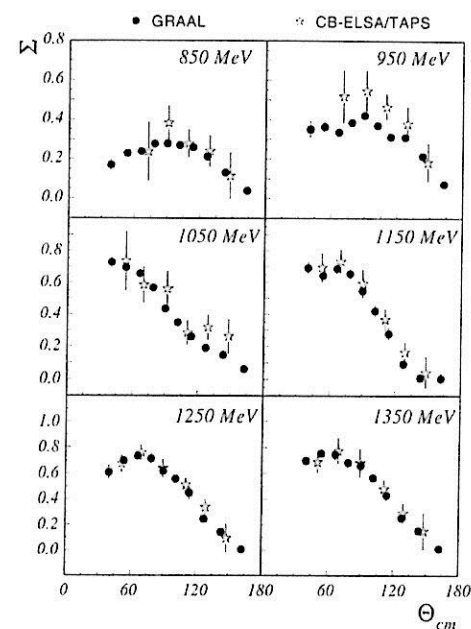


Рисунок 28 – Асимметрия (Σ) фоторождения η -мезонов на протоне (слева) по данным GRAAL [44] и нейтроне Точки – данные GRAAL [45], звездочки – данные CB-ELSA/TAPS (Бонн) [58], кривые – результат мультипольного анализа

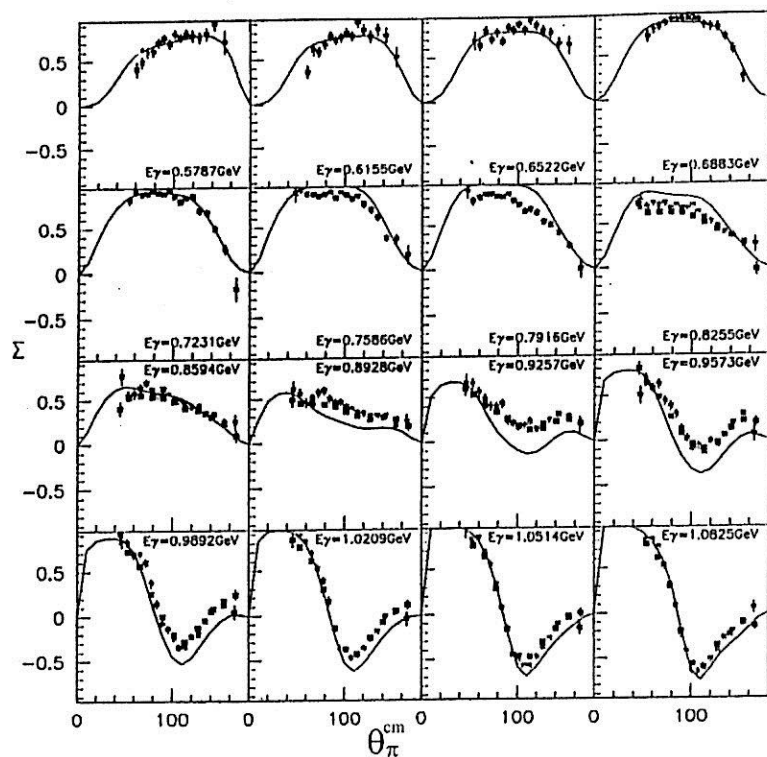


Рисунок 29 – Пучковая асимметрия Σ для реакции фоторождения ω -мезона на протоне при регистрации радиационного распада (открытые точки) и распада на три пиона (сплошные квадраты). Кривые – результат расчета по модели Zhao [63]

Видно, что асимметрия реакции фоторождения ω -мезонов на нейтроне существенно меньше, чем на протоне. Это говорит о том, что механизмы этих реакций существенно различаются. Но в целом данных по

асимметрии фоторождения векторных мезонов еще мало, и эти исследования будут продолжаться.

Полная база данных по спиновой зависимости фоторождения мезонов содержит огромное количество таблиц и рисунков, соответствующих большому числу энергетических интервалов и углов. Очевидно, приводить эту базу целиком в настоящей монографии не имеет смысла, потому что для этого существуют специальные сайты, где легко найти не только все имеющиеся экспериментальные данные, но и результаты их модельного анализа. Наиболее распространенными сайтами являются упоминавшиеся в первой главе MAID [6] и SAID [5]. У нас в России фотоядерные данные можно найти на сайте ПИЯФ [7]. Чтобы не дублировать большой объем фактических материалов отметим в основном качественные результаты проведенных исследований. Они состоят в следующем.

Во-первых, асимметрии для фоторождения пионов на свободных и связанных протонах (дейтронная мишень) для всех исследованных каналов оказались очень близки между собой. Это означает, что Фермидвижение нуклонов в ядре дейтерия и другие ядерные эффекты слабо влияют на спиновые свойства нуклона. В работе [47] импульсное распределение Ферми для нейтрона было определено экспериментально (см. рис. 30). Это возможно благодаря тому, что в двухчастичной кинематике число наблюдаемых переменных переопределено и можно рассчитать энергию нуклона по другим наблюдаемым, например, зная энергию углов вылета пионов и нуклонов и энергию фотонов. На рисунке 30 результаты измерений сравниваются с расчетом, основанным на использовании парижского потенциала.

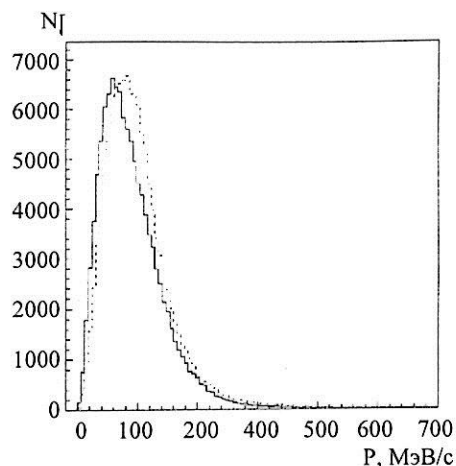


Рисунок 30 – Измеренное экспериментально импульсное Ферми-распределение для нейтрона в дейтроне (сплошная кривая). Пунктир – результат расчета по модели с парижским потенциалом

Во-вторых, между протонами и нейтронами существуют определенные различия в парциальных каналах фоторождения мезонов, описываемые в рамках уже упоминавшихся феноменологических моделей мультипольного анализа SAID и MAID. Эти модели хорошо описывают данные при передних направлениях углов, но имеют некоторые расхождения при больших углах вылета нуклонов. Мультипольный анализ основан на комплексном изучении вклада различных нуклонных резонансов на основе известных квантовых характеристик этих резонансов (спин, четность и др.). Микроскопические теории нуклонных резонансов до сих пор практически отсутствуют. Это связано с тем, что в области сравнительно низких энергий, соответствующих

возбуждению нуклонных резонансов, нет конфайнмента и кварковые модели практически не работают, давая только качественное описание структуры возбужденных нуклонов.

В отличие от псевдоскалярных мезонов, имеющих нулевой спин, векторные мезоны имеют спин, равный единице. Порог их образования лежит выше, чем у скалярных мезонов, поэтому на установке GRAAL изучалось фоторождение векторных мезонов от порога до 1500 МэВ. К настоящему времени опубликованы результаты GRAAL по асимметрии Σ для фоторождения ω -мезонов на протоне и нейтроне [49]; для нейтрона они получены впервые. При этом впервые одновременно изучались две моды распада: радиационный (γ, π^0) на два гамма-кванта и трехпионный (π^+, π^-, π^0). Отбор событий проводился стандартным способом с учетом кинематики процесса.

Следует отметить, что много лет предпринимаются попытки постановки экспериментов в условиях так называемого полного опыта, когда все поляризационные наблюдаемые определяются в одном эксперименте. Сюда входит не только поляризация пучка, но и поляризация мишени и всех продуктов реакции.

На установке GRAAL сделана успешная попытка изучения поляризации продуктов реакции $K+\Lambda$ на протоне [53], которая предоставляет уникальные возможности для изучения поляризационных эффектов. В результате этого эксперимента получена база данных, включающая в себя дифференциальные сечения и поляризационные наблюдаемые. Если поляризован только пучок, то измеряется пучковая асимметрия. Если поляризована только мишень или продукт распада, то определяются, соответственно, значения P или T . В работе GRAAL были измерены поляризации продуктов реак-

ции $K+\Lambda$ на протоне : O_x , O_z , T в области энергий от порога да 1500 МэВ и области полярных углов от 30 до 140 градусов. Эти значения после отбора соответствующих событий, связанных с фоторождением K^+ мезонов, извлекались из угловых распределений. При этом использовался следующий формализм:

$$\rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_\gamma + \sigma_{x'} P_\gamma O_x \sin 2\varphi_\gamma + \sigma_{y'} (P - P_\gamma T \cos 2\varphi_\gamma) + \sigma_{z'} P_\gamma O_z \sin 2\varphi_\gamma] \quad (28)$$

где ρ_f – матрица плотности для конечного состояния Λ -частицы; $(d\sigma/d\Omega)_0$ – дифференциальное сечение для неполяризованных частиц. Остальные обозначения были указаны ранее.

На рисунке 31 для примера показаны угловые распределения переменной O_x и O_z соответственно, для нуклонов отдачи в сравнении с теоретическими предсказаниями.

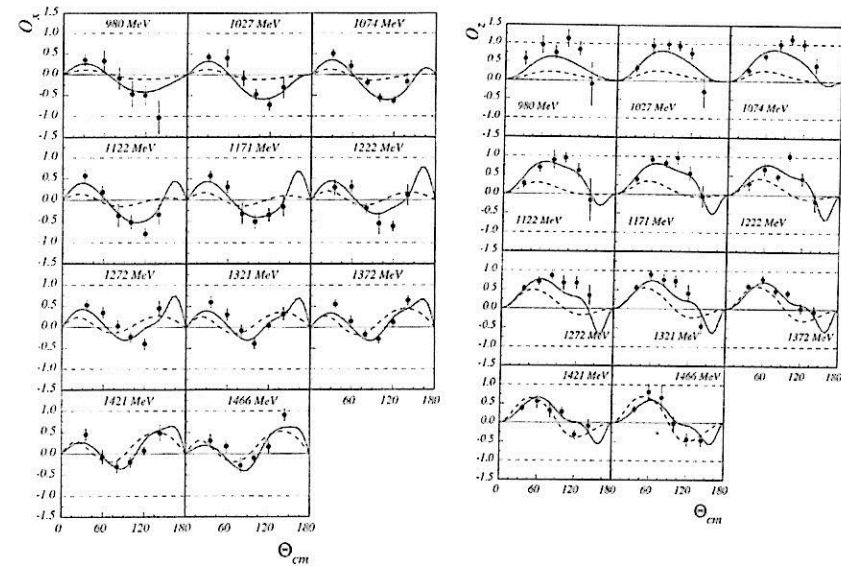


Рисунок 31 – Угловые распределения поляризационных наблюдаемых O_x и (слева) и O_z (справа) для нуклонов отдачи в сравнении с теоретическими предсказаниями [53]. Сплошные и пунктирные кривые – результат модельного анализа (RPR – Redge Plus Resonance и BG – Bonn-Gatchina [64, 65] соответственно)

Основные выводы, которые можно сделать для фоторождения $K+\Lambda$ на протоне, практически мало отличаются от тех, что было сказано выше про фоторождение псевдоскалярных мезонов. Они состоят в том, что база данных расширена на область энергий фотонов до 1500 МэВ и большую область углов вылета. Это позволило провести сравнение предсказаниями изобарных моделей и получить хорошее согласие в описании свойств нуклонных резонансов. Кроме того, получены

указания на заметный вклад P_{13} и D_3 резонансов при энергии фотонов около 1900 МэВ.

К настоящему времени накоплен огромный фактический материал по спиновым эффектам, основанный на исследовании поляризационных характеристик изучаемых процессов. Однако выделить среди них наиболее важный результат затруднительно. Это довольно естественно, потому что все эти данные, так же, как и данные по дифференциальным сечениям работают в основном на уточнение спектроскопической информации по структуре нуклонов. По-видимому, единственная попытка интерпретации поляризационных данных на более широком и общедоступном уровне была связана с представлением об изменении формы нуклона и его деформации с ростом энергии возбуждения по результатам коллаборации LEGS [20].

Информация о свойствах электромагнитных взаимодействий ядер, как известно, может быть получена также на основе измерений полных сечений фотопоглощения. При этом для определения полных сечений необходимо наличие в базе данных информации по угловым распределениям или дифференциальным сечениям. Дело здесь в том, что абсолютные измерения требуют точного определения эффективности регистрации частиц в детекторе, а это невозможно сделать без знания угловых распределений.

Начиная с работ на установке LEGS (см. обзор [20]) в исследовании структуры нуклона начался новый этап, связанный с учетом тензорного взаимодействия, которое согласно кварковой модели приводит к смешиванию спинов кварков с их относительным движением. В результате возникает D -волновая компонента волновой функции нуклона, которая нарушает сферическую сим-

метрию и ведет к статической деформации возбужденных состояний нуклона, в частности Δ -резонанса.

Поскольку фотоны возбуждают Δ -резонанс в результате $M1$ взаимодействия, а вклад квадрупольной $E2$ -компоненты сравнительно мал, то для изучения внутренней структуры нуклона оказалось удобным измерение величины и знака отношения $E2/M1$ компонент. Основным каналом распада (99,4%) возбужденных состояний нуклона в рассматриваемой области энергий является образование пионов (πN) и только 0,6% соответствуют переходу в исходное начальное состояние (комптоновское рассеяние). Эти ветви имеют разную чувствительность к вкладу $E2$ компоненты, что было изучено экспериментально в Брукхэвене.

В экспериментах использовалась жидководородная мишень, а для регистрации протонов отдачи – дрейфовые трековые камеры и пластиковый спектрометр времени пролета. Фотоны измерялись детектором $NaJ(Tl)$ высокого разрешения. Поляризационные данные уточнили значение G_E / G_M и позволили определить вклад $E2$ компоненты в N - Δ переход.

Наибольший интерес в связи с этим представляет измерение электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей нуклонов, о которых говорилось в начале этой монографии. В настоящее время большая часть экспериментальных результатов по этой теме идет из Майнца, где в условиях полного опыта начаты эксперименты на пучке поляризованных фотонов с использованием поляризованных мишеней и с регистрацией поляризации продуктов реакций. Пока эти результаты носят в основном предварительный характер и поэтому здесь не приводятся. Возможно, через несколько лет они смогут составить основу новой монографии на эту тему. Изучение двойных поляризационных наблюдаемых, ко-

гда используются поляризованные гамма-кванты и поляризованная мишень, ведется в разных лабораториях. Недавно в Брукхэвене получены первые результаты по асимметриям Σ , G , обозначающим пучковую асимметрию для неполяризованной мишени под углами $0/90$ и $+45/-45$ и E -спиральную пучковую асимметрию.

Сечение рассеяния поляризованных фотонов в этом случае выражается через коэффициенты асимметрии Σ , G и E и коэффициент поляризации мишени P_Z [20]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, \varphi, E_\gamma) = \frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, E_\gamma) \cdot \left\{ 1 + [Q_\gamma(E_\gamma)\Sigma(\theta, E_\gamma) - P_Z U_\gamma(E_\gamma)] \cos(2\varphi) + [Q_\gamma(E_\gamma)G(\theta, E_\gamma, P_Z + U_\gamma(E_\gamma)\Sigma(\theta, E_\gamma)] \sin(2\varphi) - P_Z V_\gamma(E_\gamma)E(\theta, E_\gamma) \right\} \quad (29)$$

Коэффициенты $Q_\gamma(E_\gamma)$, $V_\gamma(E_\gamma)$, $U_\gamma(E_\gamma)$ определяют вектор Стокса гамма-пучка $S_\gamma(Q_\gamma, V_\gamma, U_\gamma)$. Измерения проводились на поляризованной водородно-дейтериевой мишени SPHICE (Strongly Polarized Hydrogen deuteride ICE). Она представляет собой молекулярную смесь HD в твердой фазе, которая при низкой температуре (1,5–2 мК) и сильном магнитном поле (15–17 Т) позволяет иметь степень поляризации около 80% для протонов и 50% для дейтронов [29]. Для циркулярно поляризованного гамма-пучка измерялись зависимости выхода положительных пионов при параллельном и антипараллельном направлении спинов нуклона и фотона.

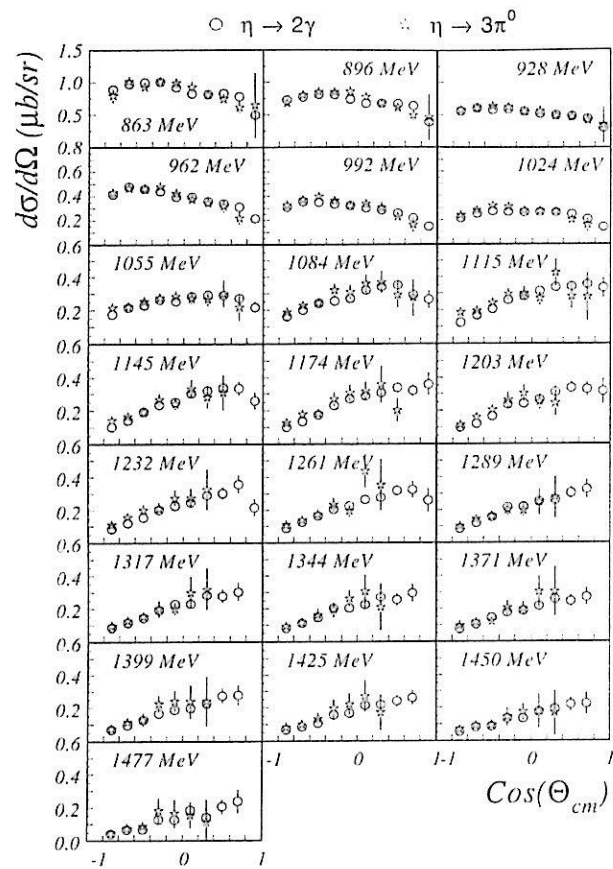
Уникальные эксперименты по фоторождению мезонов [66] и фоторасщеплению дейтронов [67] с использованием тензорно-поляризованной дейтронной мишени ведутся в Новосибирске на накопителе электронов

ВЭПП-3. Измерены тензорные анализирующие способности T20, T21, T22 в широком кинематическом диапазоне: энергия фотонов 25–600 МэВ, угол испускания протонов 24–48 и 70–102 градуса. Угловая зависимость тензорной асимметрии в фоторасщеплении дейтрона измерена впервые.

4.2 Дифференциальные парциальные и полные сечения фоторождения мезонов

Наряду с измерением асимметрии важным направлением остается измерение абсолютных дифференциальных и полных сечений в фоторождении мезонов.

Результаты измерений дифференциальных сечений для реакции $\gamma p \Rightarrow \eta p$ в сравнении с данными CLAS и CB-ELSA показаны на рисунке 32 в качестве примера.



Рисунке 32 – Дифференциальные сечения фоторождения η -мезонов на протоне для разных энергетических интервалов в диапазоне 850–1500 МэВ

На установке GRAAL полные сечения фотопоглощения для повышения точности абсолютных значений измерялись двумя методами [68]. Первый метод был основан на вычитании фона, измеряемого с пустой мишенью. Второй метод представлял из себя суммирование парциальных сечений. Результаты измерений, полученные для водородной мишени методом вычитания, представлены на рисунке 33. в сравнении с имеющимися литературными данными. Статистические ошибки не превосходят размеров точки.

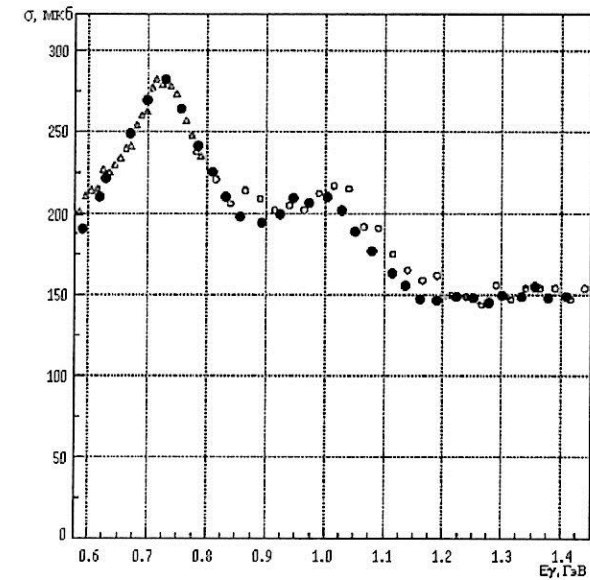


Рисунок 33 – Полные сечения фотопоглощения на свободном протоне, полученные методом вычитания. Полные кружки, треугольники, и открытые кружки соответствуют результатам работы GRAAL [68], Майнца [69] и Армстронга [70] соответственно

Видно, что ниже 800 МэВ данные разных экспериментов находятся в хорошем согласии между собой. При энергии выше 800 МэВ данные GRAAL незначительно, но систематически лежат ниже, чем данные Армстронга.

Результаты измерений для свободного протона, полученные методом суммирования парциальных реакций в сравнении с методом вычитания фона показаны на рисунке 34. Как видно, данные, полученные двумя разными методами, отличаются не более, чем на 5% при энергии гамма-квантов $E_\gamma \leq 1.1 \text{ GeV}$. Выше этой энергии данные расходятся, потому что при высокой энергии начинают сказываться более сложные и более множественные реакции, которые не учитывались в этой работе. Таким образом, полученные результаты показывают возможность измерения парциальных и полных сечений на установке GRAAL с высокой точностью.

В работе [71] была сделана попытка определения полных сечений методом суммирования парциальных реакций на нейтроне. Дополнительной мотивацией служило то, что парциальные сечения по литературным данным заметно различаются на протоне и нейтроне (см. рис. 35), а вот полные сечения оказались одинаковыми.

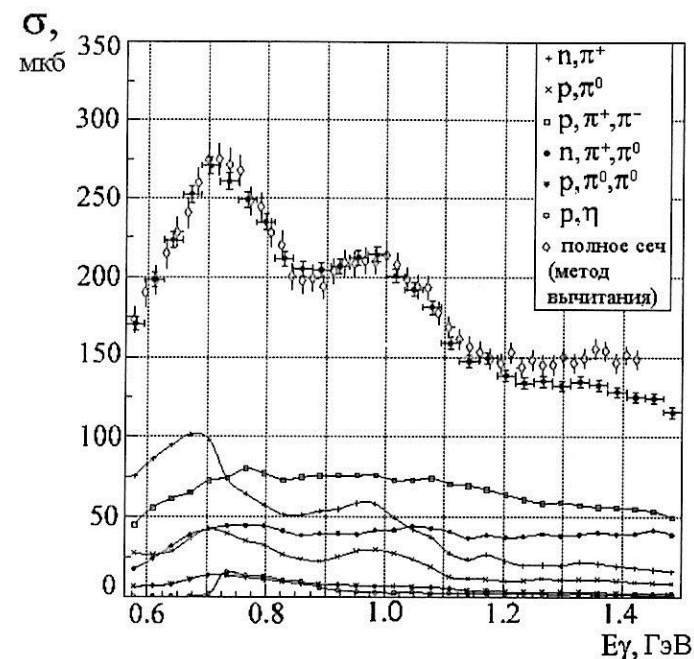


Рисунок 34 – Парциальные сечения фотопоглощения на протоне и их сумма (сплошные кружки); ромбы соответствуют данным, полученным методом вычитания фона на установке ГРААЛЬ

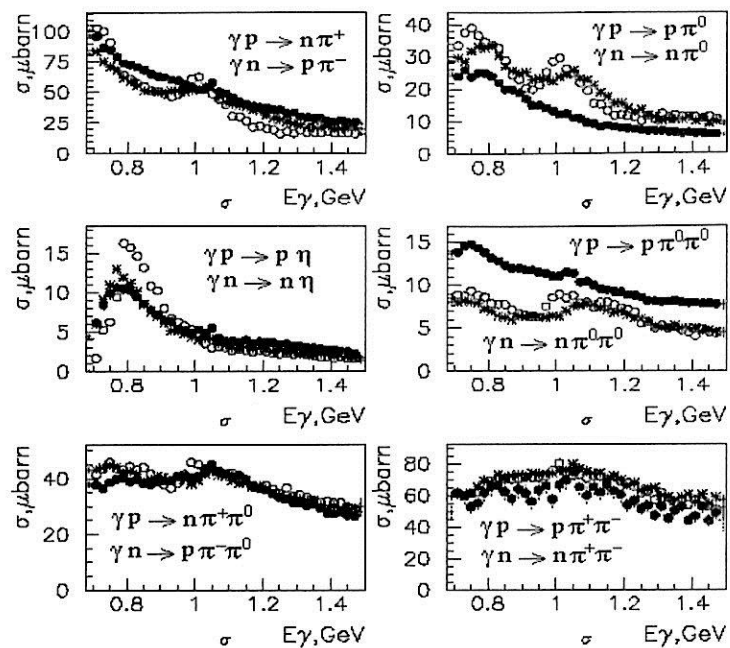


Рисунок 35 – Парциальные сечения для одиночного и двойного рождения π - и η - мезонов на квазисвободных протонах (звездочки), нейтронах (сплошные точки) и свободных протонах (открытые точки)

Результаты измерений полных сечений на установке ГРААЛЬ для ядер водорода, дейтерия и углерода [71] показаны на рисунке 36. Среднеквадратичные ошибки не превышают 2% для всех ядер и не зависят от энергии фотонов. Полная ошибка измерений с учетом систематики оценена на уровне 5%.

Для исключения структурных артефактов бинирование проводилось с шагом 30 МэВ, что примерно в два раза превышало энергетическое разрешение системы мечения. В результате такого сглаживания сечения имеют плавную структуру, соответствующую известной

структуре и ширине нуклонных резонансов в этой области. Основное отличие от имевшихся ранее данных состоит в том, что F_{15} резонанс вблизи энергии фотонов 1 ГэВ отчетливо виден в дейтроне.

В отличие от протона, где согласие между литературными данными было удовлетворительное (в пределах ошибок измерений), для дейтрона данные GRAAL различаются как по форме сечения, так и по абсолютной величине с имеющимися в литературе. Для углерода наблюдается значительное уменьшение ошибок измерений при общем согласии результата эксперимента с «универсальной кривой».

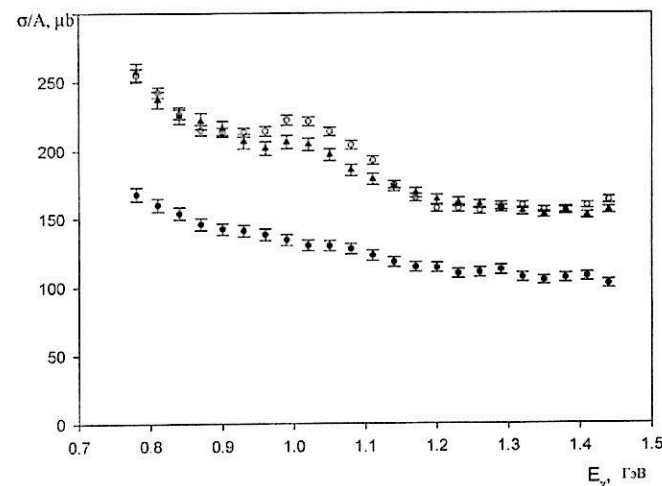


Рисунок 36 – Полные сечения фотопоглощения, полученные методом вычитания фона на установке ГРААЛЬ для протона, дейтрона и углерода (открытые точки, треугольники и сплошные точки соответственно), нормированные на число нуклонов в ядре [72]

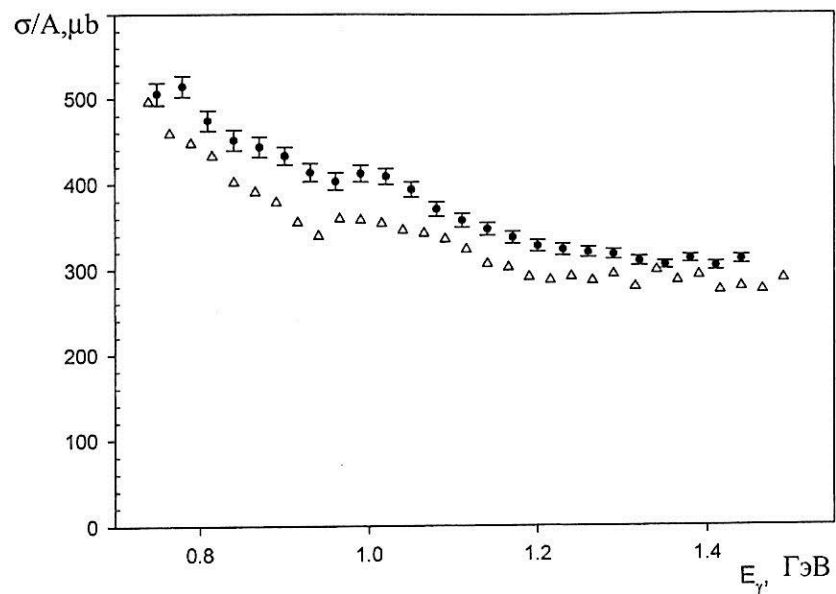


Рисунок 37 – Полное сечение фотопоглощения для дейтрона, нормированное на A . Сплошные точки, треугольники – данные GRAAL [72] и Daresbury [73] соответственно

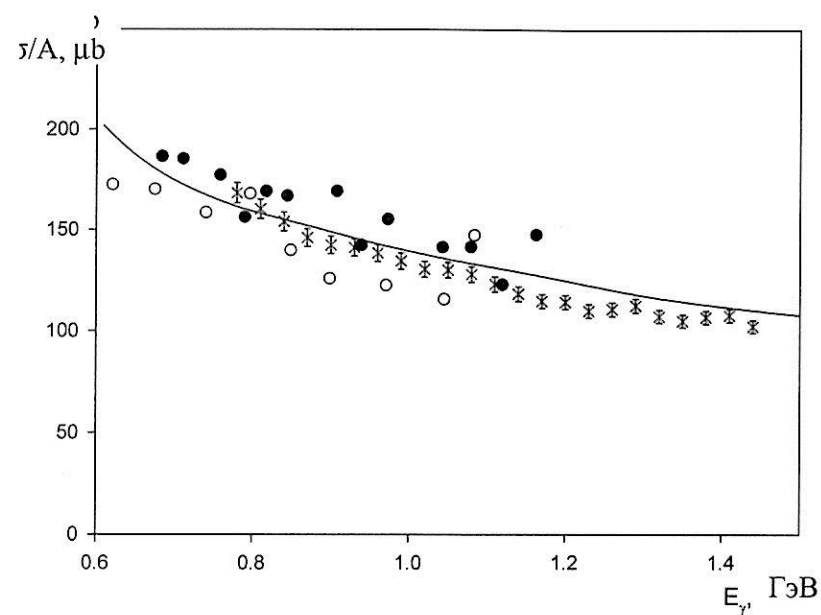


Рисунок 38 – Полное сечение фотопоглощения для углерода, нормированное на A . Данные GRAAL приведены в сравнении с результатами работ [74] и [75], открытые и сплошные точки соответственно

Принято полагать, что амплитуда фоторождения мезонов на дейтроне представляет из себя независимую сумму амплитуд на протоне и нейтроне, с учетом волновой функции нейтрона в соответствующей кинематике. Среди ядерных эффектов, которые могут привести к нарушению принципа аддитивности в полных сечениях, можно отметить интерференцию между протонами и нейтронами, антисимметризацию нуклонов, приводящую к эффекту блокировки Паули, взаимодействие между продуктами реакции в конечном состоянии. Од-

нако для дейтрона, как легчайшего ядра, эти эффекты оказываются очень малы. Единственным заметным эффектом в настоящее время считается Ферми-движение нуклонов в ядре, которое приводит к подавлению амплитуды резонансов и их уширению. Подробно учет этих эффектов для дейтрона сделан в работах [76, 77].

Результат обработки данных по получению сечения фотопоглощения на нейтроне из данных по сечению фотопоглощения на дейтроне показан на рисунке 39.

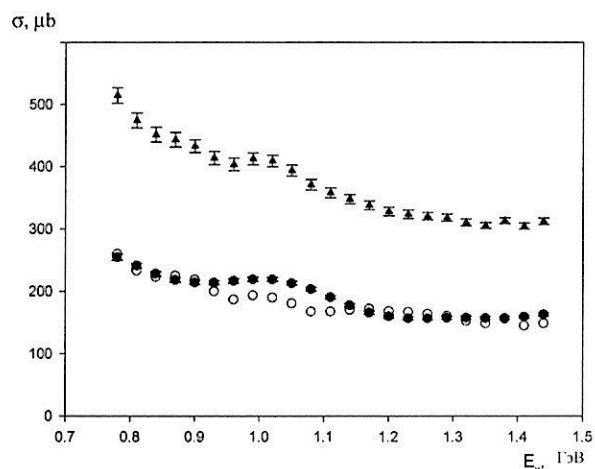


Рисунок 39 – Треугольники – полное сечение фотопоглощения на дейтроне по данным ГРААЛЬ. Сплошные точки – полное сечение фотопоглощения на протоне, усредненное по импульсному распределению нуклонов в ядре. Открытые точки – результат вычитания между ними, который можно рассматривать как полное сечение фотопоглощения на свободном нейтроне

Из рисунка 39 видно, что полные сечения фотопоглощения на протоне и нейтроне очень близки между собой. Небольшое различие в области F_{15} резонанса можно считать не выходящим за пределы ошибок, связанных с процедурой обработки. В интегральных сечениях для этой области энергий различий практически нет, хотя ранее оно было заметным.

Следует отметить, что при более высоких энергиях, в так называемой асимптотической области, сечения фотопоглощения на протоне и нейтроне согласно результатам измерений считались одинаковыми, что отражало зарядовую инвариантность в фотопоглощении. Согласно данным ГРААЛЬ, приведенным выше, этот принцип можно распространить и на резонансную область энергий.

Глава 5 Новые фотоядерные методы

5.1 Меченые мезоны

Отдельный вопрос, который возникает при изучении возбужденных состояний нуклона в ядерной среде, связан с исследованием распространения мезонов и нуклонов отдачи в ядерной среде.

Время жизни нуклонных резонансов в ядре, как правило, очень мало. Поэтому возбужденный нуклон распадается внутри ядра, а образовавшийся мезон испытывает рассеяние на внутриядерных нуклонах. Например, для η - мезона длина свободного пробега составляет около 3 Фм. Вероятность вторичного взаимодействия можно определить, зная сечение σ , ядерную плотность и длину свободного пробега l , следующим образом :

$$w(k) = \frac{(\sigma\rho l)^k}{k!} \exp(-\sigma\rho l), \quad (30)$$

где $\sigma = \sigma_{\text{tot}}(\eta N) = \sigma_{\text{el}}(\eta N) + \sigma_{\text{in}}(\eta N)$. Вероятности $w(0)$ и $w(1)$ покинуть ядро без взаимодействия, или испытать только один акт соударения, соответственно равны:

$$\delta w(0) = \frac{dw(0)}{d\sigma} \delta\sigma = -\rho l \exp(-\rho\sigma l) \delta\sigma, \quad (31)$$

$$\delta w(1) = \frac{dw(1)}{d\sigma} \delta\sigma = -\rho l \exp(1 - \rho\sigma l) \delta\sigma. \quad (32)$$

Соответственно отношение этих вероятностей будет равно:

$$\frac{\delta w(0)}{\delta w(1)} = \rho\sigma l - 1 \quad (33)$$

Для медленных η -мезонов с сечением $\sigma \approx 150 \text{ mb}$ для случая легких ядер это отношение близко к значению 6.7 ($l = 3 \text{ Фм}$, $\rho = 0.17 \text{ Фм}^{-3}$); для быстрых – с сечением около 30 mb оно близко к 0,5.

Проведенный анализ [78] позволил оценить вероятность эмиссии вторичных частиц из ядра ^{14}N в случае реакций с образованием π^0 и η -мезонов, что демонстрирует таблица 4.

Таблица 4 – Вероятность вылета вторичных частиц на каждой ступени внутриядерного каскада из ядра ^{14}N для реакций фоторождения π^0 и η -мезонов на внутриядерном протоне

| Частица | Степень реакции | $\gamma p(^{14}\text{N}) \rightarrow \pi^0 p$ | $\gamma p(^{14}\text{N}) \rightarrow \eta p$ |
|---------|-----------------|---|--|
| p | 1 | 95 | 95 |
| π^0 | 1 | 80 | 0 |
| η | 1 | 0 | 70 |
| p | 2 | 22,0 | 20,8 |
| n | 2 | 23,7 | 22,1 |
| π^0 | 2 | 8,70 | 8,6 |
| π^+ | 2 | 8,67 | 9,1 |
| π^- | 2 | 7,84 | 6,78 |
| p | 3 | 8,85 | 7,15 |
| n | 3 | 8,90 | 7,05 |
| p | 4 | 2,61 | 2,17 |
| n | 4 | 2,90 | 2,02 |

Из таблицы 4 видно, что на каждом акте внутриядерного взаимодействия образуются вторичные частицы, главным образом, нуклоны. Полное число актов взаимодействия не превышает четырех. При этом, поскольку массы мезонов различаются значительно, можно по нуклонам отдачи различить, в каком процессе они образовались и продуктом какой реакции они являются. Очевидно, такой анализ можно провести только при наличии детектора с полным телесным углом, когда регистрируются все продукты реакции, и с достаточно высоким угловым и энергетическим разрешением. Современное качество эксперимента и разработанные методы анализа экспериментальных данных позволили поновому подойти к изучению влияния ядерной среды на

характер элементарных процессов. Благодаря большому телесному углу, близкому к 4π , и высокому разрешению детекторов стало возможным однозначно идентифицировать различные каналы реакции, не регистрируя все частицы в конечном состоянии, например, по нуклонам отдачи разделять фоторождение пионов и других мезонов. Этот метод, по аналогии с рассеянием электронов, получил название «Меченые мезоны» [78]. Этот метод позволяет изучать как упругие, так и неупругие каналы взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами, когда в конечном состоянии могут образовываться разные частицы, что принципиально расширяет возможности исследований.

Идею метода иллюстрирует рисунок 40, где показана возможность взаимодействия родившегося мезона и нуклонов отдачи с нуклонами в ядре. Разделение реакций по нуклону отдачи возможно, поскольку различие в массах мезонов, например пионов и эта-мезонов, существенно выше, чем разрешение по импульсу нуклонов отдачи с учетом Ферми-движения нуклонов в ядре.

Моделирование двумерных гистограмм с использованием кинематических переменных показывает, что при определенных условиях различные каналы реакций хорошо разделяются между собой. На рисунке 41 показана корреляция между углом вылета нуклона отдачи и его импульсом при фиксированной энергии налетающего фотона. Аналогичные зависимости наблюдаются и в других кинематических переменных. При этом важно, чтобы распределения не размазывались, зафиксировать все остальные в минимально возможных интервалах.

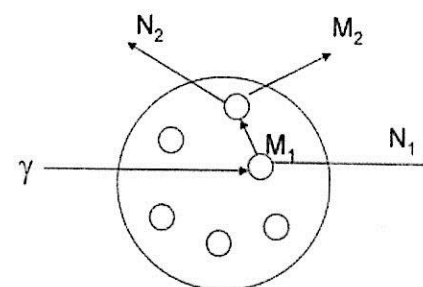


Рисунок 40 – Схема механизма взаимодействия фотона с квазисвободными нуклонами

Основным признаком наличия упругого взаимодействия в этом случае будет отклонение угла вылета мезона от заданного направления, определяемого кинематикой процесса:

$$\Delta \Theta_M = \Theta_M^{\text{cal}}(E_\gamma, \Theta_p) - \Theta_M^{\text{exp}}(E_\gamma, \Theta_p). \quad (34)$$

На установке GRAAL в рамках метода меченых мезонов пока получены предварительные результаты на самой легкой (дейтронной) мишени [79]. В частности, обнаружено уширение углового распределения вылета эта-мезонов, что указывает на возможность существования таких процессов.

Более общей проблемой является в связи с этим изучение неупругого взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами. Особенно это касается η и ω -мезонов, у которых время жизни достаточно велико, благодаря чему средняя длина свободного пробега превышает межнуклонное расстояние.

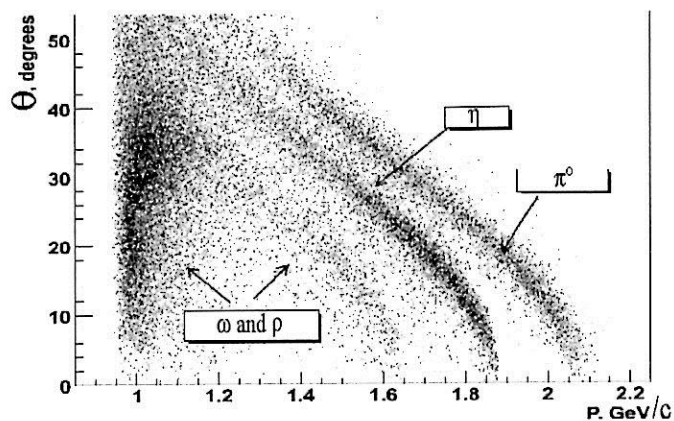


Рисунок 41 – Корреляция между импульсом нуклона отдачи и его углом вылета при энергии падающих фотонов
 $E_\gamma = 1,4 - 1,5 \text{ GeV}$

На рисунке 42 показаны первые экспериментальные результаты, показывающие возможность изучения неупругих взаимодействий короткоживущих пионов и эта-мезонов с ядром в сравнении с результатами моделирования.

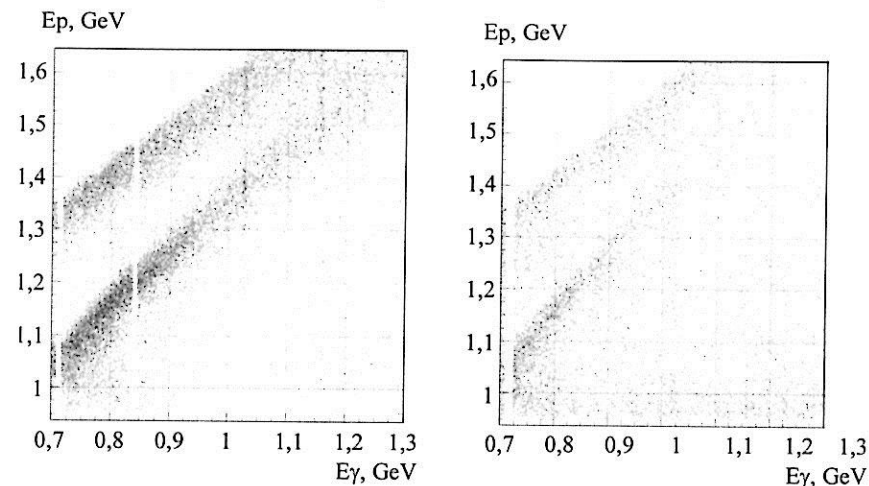


Рисунок 42 – Распределение энергий нуклонов отдачи в зависимости от энергии фотонов. Угол вылета нуклонов ограничен в пределах $2^\circ < \theta < 10^\circ$.
 Слева – результат моделирования;
 справа – экспериментальные данные

Верхняя полоса на рисунке 42 соответствует вылету пионов, нижняя – вылету эта-мезонов.

Предварительные результаты по отбору событий, когда на квазисвободном протоне образуется η -мезон, который затем конвертируется в π^0 , показывают, что в экспериментальном спектре таких событий примерно в два раза больше, чем в моделированном, который учитывает распад только свободного η -мезона.

Каскадная модель, на основании которой были выполнены расчеты в работе [78], позволяет определить вероятность вторичных процессов, когда мезон или нуклон отдачи взаимодействует с нуклонами ядра. В этой работе показано, что вероятность вылета нуклонов отдачи вперед, когда им передается большая часть им-

пульса налетающей частицы, близка к 100%. При этом вероятность вторичных взаимодействий нуклона отдачи с ядром при этих кинематических условиях довольно мала, следовательно, этот нуклон несет однозначную информацию о типе происшедшей реакции.

Все приведенные результаты по методу меченых мезонов носят предварительный характер. Однако они однозначно указывают на перспективы исследований фоторождения мезонов в ядрах.

5.2 Измерение анизотропии скорости света в мировой системе координат

Одним из приложений, связанных с методом обратного комптоновского рассеяния, стало предложение по измерению анизотропии скорости света по отношению к диполю реликтового излучения. В работе [80], выполненной по предложению В. Г. Гурзаяна на установке GRAAL, было отмечено, что в случае обратного комптоновского рассеяния значение верхней границы спектра комптоновских фотонов может зависеть от скорости вращения земли относительно выделенного направления в пространстве в мировой системе координат.

Постулат о постоянстве скорости света и ее независимости от скорости источника имеет ключевое значение в физике, являясь основой специальной теории относительности. На этой основе строится определение длины объекта в международной системе единиц. Поэтому экспериментальная проверка этого постулата продолжается оставаться актуальной задачей и в настоящее время.

Анизотропия скорости света в мировой галактической системе координат имеет доплеровский характер

и обусловлена тем, что земля движется в этой системе с относительной скоростью $v/c = 0,00122$. Последние эксперименты, выполненные разными методами, дали верхний предел на величину анизотропии $\Delta c/c$ на уровне $2,10^{-10}$ (Мессбауэровская лазерная спектроскопия), $3,10^{-9}$ – эксперименты на спутниках NASA, $3,10^{-7}$ – NASA Deep Space Network.

Новый метод основан на измерении положения верхнего края спектра комптоновского излучения от ориентации установки (Земли) в пространстве. Схема комптоновского метода получения фотонов была описана во 2-й главе.

Напомним, что энергия обратно рассеянных лазерных фотонов прямо пропорциональна квадрату релятивистского фактора $\gamma = E_e/m_e \approx 10^4$, где E_1 – энергия лазерных фотонов, лоренц-фактор для электрона

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (35)$$

можно трансформировать в уравнение

$$\beta d\beta = \frac{1}{\gamma^2} \frac{d\gamma}{\gamma}, \quad (36)$$

где появляется фактор $1/\gamma^2$, равный $\approx 10^8$ (на установке GRAAL энергия электронов в накопителе равна $6027,6 \pm 0,6$ МэВ, длина волны лазера 514 и 351 нм (для зеленой и ультрафиолетовой линии соответственно). Энергия комптоновских фотонов измерялась с около 16 МэВ с помощью системы мечения, расположенной после дипольного магнита, как было показано на рисунке 2.

Принципиальным моментом для решения поставленной задачи является стабильность верхней границы спектра, определяемая, главным образом, стабильностью энергии электронов в накопителе. Разброс

энергии электронов не составляет примерно 10^{-4} , однако благодаря большому лоренц-фактору точность определения $\Delta c/c$ на установке GRAAL оказалась на три порядка выше, чем в предыдущих экспериментах, выполненных другими методами.

В результате годовых измерений, соответствующих полному обращению земли вокруг солнца, на установке GRAAL получено значение

$$\Delta c/c = 0,7 \cdot 10^{-8} \Delta X_{CE} / X_{CE} < 1,0 \cdot 10^{-14}, \quad (37)$$

где X_{CE} – значение верхней границы комптоновского спектра.

Глава 6 Фотоядерные исследования в области средних и тяжелых ядер

На современном этапе центр тяжести фотоядерных исследований лежит на области самых легких ядер – водорода и дейтерия. При этом основное внимание уделяется изучению формфакторов и спиновой структуры нуклонов. Данных для более тяжелых ядер еще мало, и они носят отрывочный характер. Основная проблема при их исследовании формулируется так: изучение влияния ядерной среды на характер элементарных фотоядерных процессов. Существуют и другие подходы к этой теме, в частности, исследование нелинейных эффектов в электромагнитных взаимодействиях ядер, включая многофотонные обмены, мультифрагментацию ядер и др.

6.1 Общие отличия процессов фоторождения мезонов на свободных и внутриядерных нуклонах. Δ -изобара в ядрах

Несмотря на то что нуклоны в ядре связаны ядерными силами, которые реализуются через обмен пионами, различие между свободными и связанными в ядре нуклонами очень незначительно: такие основные характеристики, как масса, радиус, магнитный момент у нуклонов практически не зависят от внутриядерных сил. При обсуждении этой темы, перед тем как обсуждать последние данные, целесообразно привести некоторые общие данные, которые уже вошли в учебники (см., например [81]).

Экспериментаторы долго и разными методами пытались обнаружить присутствие пионов в ядрах. Но несмотря на высокое пространственное разрешение, которое дает, например, метод рассеяния электронов, пионы в ядрах обнаружены не были, и достоверных данных об изменении размеров нуклонов в ядре («пионная шуба») также получено не было. Вопрос о прохождении возбужденных нуклонов и мезонов через ядерную среду тоже до сих пор мало исследован. При этом основная доля исследований, относящихся к ядрам, приходится сейчас на дельта-изобару, как самое низкое по энергии возбужденное состояние нуклона.

Возбужденные состояния нуклона отличаются от основного состояния квантовыми числами, которые определяются суперпозицией кварков. Для протона, состоящего из uud -кварков и нейтрона (udd) $J^P = \frac{1}{2}^+$, где $\frac{1}{2}$ – полный момент (спин), (+) – четность. При этом спины двух кварков антипараллельны по отношению к спине третьего кварка. Самым низким по энергии возбуждения оказывается состояние с $J^P = \frac{3}{2}^+$ (Δ -изобара),

которая отличается от основного состояния тем, что все спины кварков направлены в одну сторону. На рисунке 43, который показывает декуплет барионов с $J^P = 3/2^+$, видно, что дельта-изобара может иметь разный электрический заряд (-, 0, +, ++), который также определяется суперпозицией зарядов кварков.

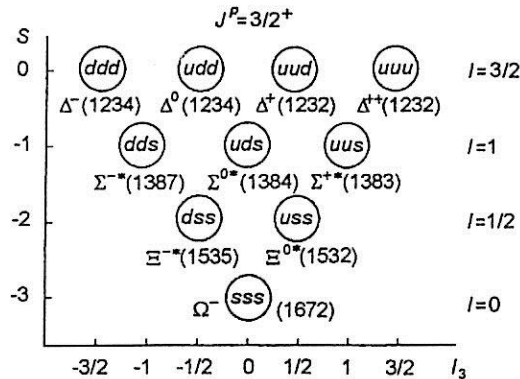


Рисунок 43 – Декуплет барионов с $J^P = 3/2^+$. S – странность; I – изоспин, в скобках указана энергия состояния

Δ -резонанс распадается на нуклон и пион. Согласно законам сохранения заряда Δ^{++} -резонанс распадается единственным способом: $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$. Для распада Δ^0 -резонанса существует две возможности: $\Delta^0 \rightarrow \pi^0 + n$, $\Delta^0 \rightarrow \pi^- + p$ и т. д.

Кварковая диаграмма распада Δ^{++} показана на рисунке 44.

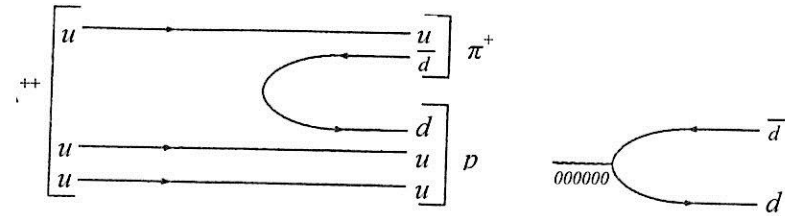


Рисунок 44 – Кварковая диаграмма распада Δ^{++}

«Вилка» в правой части диаграммы возникла в результате рождения пары $\bar{d}d$ -глюоном. Этот глюон был испущен одним из трех u -кварков Δ^{++} -резонанса. Однако, как уже отмечалось выше, глюоны на диаграммах сильного взаимодействия обычно не рисуются (они лишь подразумеваются).

На кварковом уровне можно изобразить диаграмму межнуклонного взаимодействия (см. рис. 45).

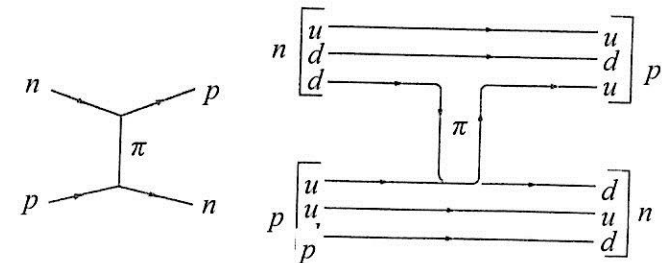


Рисунок 45 – Диаграмма для межнуклонного взаимодействия

Эта диаграмма приведена здесь для того, чтобы отметить важную деталь, связанную с исследованием возбужденных состояний свободных, а особенно внут-

риядерных нуклонов. Очевидно, что нуклоны можно возбуждать разными способами, используя разные пробы: фотоны, электроны, пионы, протоны и т. д. Однако только фотоны позволяют наиболее аккуратно и модельно независимо исследовать внутреннюю структуру ядер. В области нуклонных резонансов фотоны с длиной волны, сравнимой с размером нуклона, свободно проникают в ядро. При этом передаваемый импульс минимален, и вся энергия переходит на возбуждение нуклона. Поэтому все особенности наблюдаемых сечений или других характеристик процесса будут связаны именно со структурой объекта, так как фотон можно считать частицей, не имеющей внутренней структуры.

Очевидно также, на основании приведенных выше диаграмм, что для исследования природы возбужденных состояния очень важно изучать спиновые зависимости соответствующих процессов. Для этого прежде всего нужны поляризованные фотоны (измерение пучковой асимметрии Σ), а также желательно иметь поляризованную мишень для измерения других поляризационных наблюдаемых.

Среди других проб наиболее подходящим инструментом для решения этой задачи являются пучки пионов (π^+ и π^-), которые так же, как и фотоны, наиболее простым способом (см. диаграммы) могут возбуждать нуклон, при этом их сечение взаимодействия примерно в 137 раз больше, чем фотонное, что является положительным фактором. Однако пионы эффективно поглощаются на поверхности ядра, и, следовательно, изучать с их помощью можно только поверхностные эффекты. Таким образом, можно сказать, что реакции с пионами и фотонами эффективно дополняют друг друга. Более тяжелые частицы, например

протоны, тоже могут возбуждать дельта-изобару и другие возбужденные состояния нуклонов в ядрах, но интерпретация получаемых результатов при этом очень усложняется. К сожалению, данные по возбуждению нуклонных резонансов пионами были получены давно, и их точность недостаточна для корректного сравнения. Большинство результатов, как на фотонах, так и на пионах, получено методом ослабления (поглощения) пучка, но для фотонов упругое рассеяние пренебрежимо мало, а для пионов может достигать 20%. Также можно отметить, что фотонные данные получены с использованием монохроматических (меченых) фотонов и за счет этого ошибка измерений не превышает нескольких процентов.

Основные выводы о влиянии ядерной среды на свойства дельта-изобары и второго (D_{13}) резонанса, которые можно сделать из приведенных на рисунке 45 результатов, состоят в следующем. Дельта-изобара и по фотонным, и по пионным данным остается видимой в ядре ^{12}C без существенных изменений (в пределах ошибок эксперимента), в то время как второй резонанс практически исчезает. Поскольку ошибки измерений для фотонных данных существенно ниже, чем для пионных, то по ним можно проследить изменение сечений с ростом A более детально (см. рис. 46).

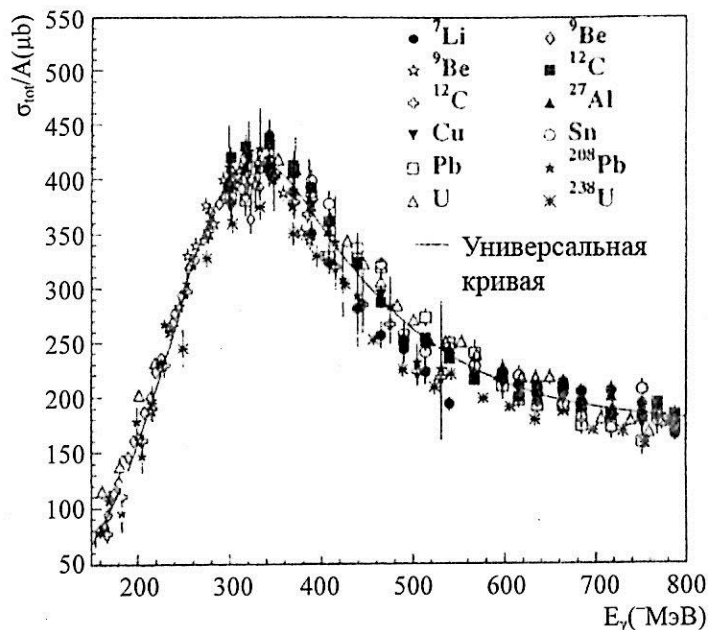


Рисунок 46 – Полное сечение фотопоглощения ядер от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{238}\text{U}$ при энергии фотонов от порога рождения мезонов до 800 МэВ. Универсальная кривая – результат усреднения по всем ядрам

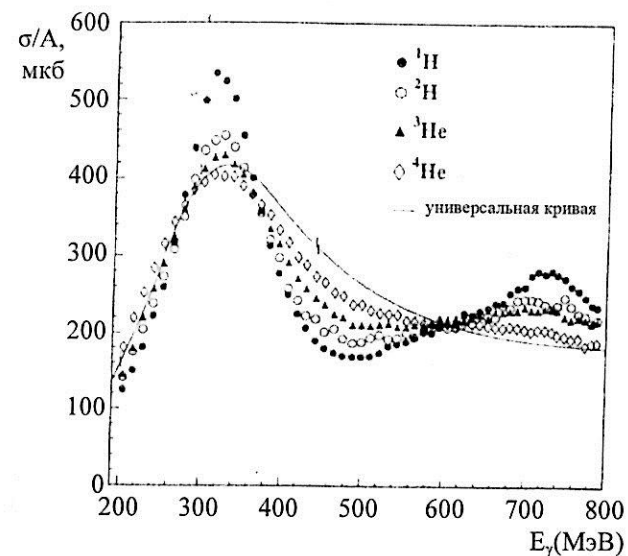


Рисунок 47 – Изменение полного сечения фотопоглощения с ростом A в легких ядрах в сравнении с универсальной кривой [82]

Из рисунка 47 видно, что в пределах ошибок измерений имеется хорошее согласие для всех ядер, начиная с лития, с универсальной кривой. При этом результаты получены разными методами (прямое поглощение фотонов, суммирование фотонейтронных реакций, регистрация адронов).

При энергиях фотонов выше 500 МэВ становится возможным множественное рождение пионов. Однако экспериментальных данных по парциальным сечениям рождения двух и более мезонов на свободных и связанных нуклонах еще мало. Существующие базы данных по фоторождению мезонов (SAID MAID) в основном ограничены только двухчастичными реакциями на про-

тоне и нейтроне, для которых можно сделать мультипольный анализ.

Согласно теоретическим оценкам, основной эффект, который приводит к размыванию дельта резонанса в ядрах, связан с Ферми-движением нуклонов. При этом простое усреднение по импульсам не дает нужного результата. Даже качественно (см. рис. 48) можно заметить, что дельта-резонанс в ядре меняется мало, а второй резонанс, который лежит выше по энергии, то есть D_{13} практически исчезает. Хотя по классическим оценкам должно быть наоборот, потому что, чем выше энергия резонанса, тем меньше должен сказываться эффект усреднения. Кроме того, хотя импульс Ферми практически одинаков для ядер дейтерия, трития и гелия, однако модификация резонанса в них существенно разная, после чего, начиная с ядер лития, различия исчезают.

Таким образом, учет Ферми-движения в ядрах невозможно объяснить в рамках классической механики. Следует учесть, что с увеличением энергии фотонов возрастает скорость нуклонов в ядерной среде, то есть вступает в действие лоренц-фактор. За счет этого ширина резонанса уменьшается, следовательно, относительное влияние Ферми движения на ширину резонанса увеличивается. Оценки показывают, что при ядерной плотности $0,17 \text{ fm}^{-3}$ уширение D_{13} резонанса за счет этого эффекта может составлять 135 МэВ.

Кроме Ферми-движения существенную роль в ядрах могут играть внутриядерные остаточные взаимодействия между соседними нуклонами, число которых для каждого нуклона ограничено. Кстати, такой же качественный вывод следует также из зависимости энергии связи от числа нуклонов в ядре, которая быстро достигает насыщения с ростом A .

Подробный анализ различных механизмов влияния ядерной среды на свойства нуклонных резонансов сделан в работах [77] для дейтрона и [76] для более тяжелых ядер, где кроме Ферми-движения анализировались эффекты внутриядерных соударений и принципа Паули. Фактор подавления, характеризующий уменьшение амплитуды резонанса за счет Ферми-движения, показан на рисунке 48.

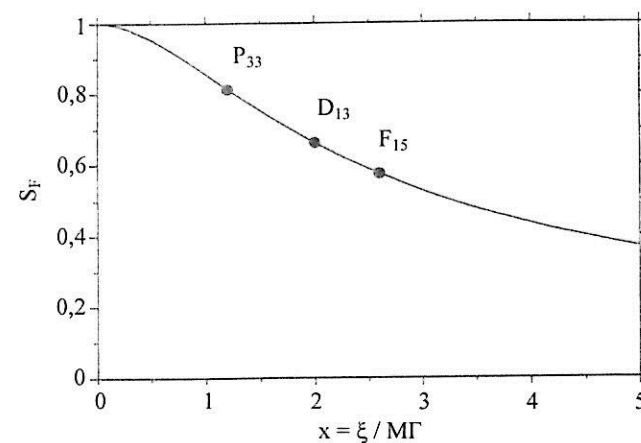


Рисунок 48 – Фактор подавления амплитуды нуклонных резонансов за счет Ферми-движения в зависимости от безразмерного параметра $x = 2\omega r_F / MГ_0$,

где ω – энергия фотона; r_F – импульс Ферми;
 $M, Г_0$ – масса и ширина резонанса соответственно

Влияние других факторов (эффект Паули, внутриядерные столкновения) для протонов и нейтронов приведено в таблице 5:

Таблица 5 – Сечения резонансов из данных на протоне и дейтроне в сравнении с теоретическими оценками; v – скорость резонанса; B_F – Паули блокинг фактор; Γ^* – уширение от столкновений; $\sigma \cdot v$ – сечение внутриядерного взаимодействия, помноженное на скорость

| State | σ_{res}^p (μb) | | | σ_{res}^n (μb) | | v | B_F | Γ^* (MeV) | $\sigma \cdot v$ (mb) |
|----------------|------------------------------------|-----|-----|------------------------------------|-----|------|-------|---------------------|--------------------------|
| | Exp | p | pn | Exp | pn | | | | |
| $P_{11}(1440)$ | 10–15 | 50 | 15 | 2–10 | 10 | 0.40 | 0.87 | 150 | 40 ^a |
| $D_{13}(1520)$ | 95–130 | 160 | 140 | 75–115 | 120 | 0.45 | 0.90 | 315 | 82 |
| $S_{11}(1535)$ | 10–20 | 30 | 10 | 15–35 | 0 | 0.46 | 0.90 | 160 | 40 ^a |
| $D_{13}(1675)$ | ~ 2 | | 5 | 15–25 | 5 | 0.52 | 0.92 | 160 | 40 ^a |
| $F_{15}(1680)$ | 45–65 | 90 | 45 | 5–10 | 0 | 0.52 | 0.92 | 320 | 80 |
| $P_{33}(1232)$ | 410–480 | 390 | 420 | 410–480 | 420 | 0.27 | 0.68 | 75 | 21 |
| $D_{33}(1700)$ | 20–45 | | 20 | 20–45 | 20 | 0.53 | 0.93 | 335 | 83 |
| $F_{37}(1950)$ | 15–30 | 45 | 25 | 15–30 | 25 | 0.62 | 0.95 | 170 | 40 ^a |

В заключение этого параграфа отметим интерес к поиску экзотических ядерных состояний – эта-мезонных ядер [83]. Существование таких связанных состояний приводит к образованию в ядре коррелированных нейтрон-протонных пар и, соответственно, к вылету энергичных протонов и нейтронов в противоположном направлении.

Таким образом, ядро можно рассматривать состоящим из квазисвободных нуклонов. В этом случае полное сечение фотопоглощения пропорционально сумме сечений фоторождения мезонов на этих нуклонах. Единственный на сегодня экспериментальный факт, который не согласуется с этими оценками, относится к делящимся ядрам – актинидам.

6.2 Фото- и электроделение ядер-актинидов при энергиях фотонов до 2 ГэВ

Эксперименты по фотоделению ядер-актинидов в области нуклонных резонансов активно проводились в семидесятые годы прошлого века на тормозных пучках. Результаты этих экспериментов были систематизированы в монографии [1]. Новые данные по фотопоглощению ядер-актинидов, выполненные в Новосибирске на установках РОКК-1,2 с использованием комптоновских меченых фотонов [84], получившие позднее подтверждение в других работах, позволили по-новому взглянуть на поглощение фотонов тяжелыми ядрами, или связанными нуклонами. Здесь речь идет о пересмотре концепции «универсальности» фотопоглощения ядер в области нуклонных резонансов.

Деление ядер является универсальным процессом, характерным для всех ядер периодической системы. Самой низкой делимостью и, соответственно, самым высоким порогом деления обладают ядра в районе серебра. В отличие от фрагментации деление ядер является медленным процессом с характерным временем жизни составного ядра (10^{-18} с). Фрагментация по времени сравнима с временем пролета релятивистской частицы через ядро (порядка 10^{-21} с). Эти процессы описываются в рамках каскадно-испарительной модели. До недавнего времени экспериментальные данные по фотофрагментации были ограничены вылетом легких кластеров с малой множественностью. В настоящее время встал вопрос о наблюдении и объяснении процессов мультифрагментации вплоть до «взрывного» распада ядра на отдельные нуклоны [81].

Из ядер-актинидов (торий, уран, нептуний, америций и др.) наибольшее внимание с точки зрения экспе-

римента было уделено ядру ^{238}U . Во всех работах отмечалось, что полное сечение фотоделения ^{238}U в указанной области энергий совпадает с полным сечением фотопоглощения, что качественно согласуется с известным фактом роста делимости ядра с энергией возбуждения. Интерес к более тяжелым трансураниевым ядрам не отмечалось потому, что для всех ядер-актинидов, обладающих низким барьером деления, делимость, измеренная как отношение сечения деления к универсальной кривой, считалась равной единице в области нуклонных резонансов. Поэтому первое сообщение из Харькова о том, что сечение фотоделения ядер ^{241}Am и ^{243}Am в этой области энергий [86] примерно в полтора раза превышает полное сечение фотопоглощения (универсальную кривую), долгое время вызывало только критические оценки.

Эта критика основывалась на том, что при работе с тормозным пучком систематические ошибки могут быть слишком велики. По индексу цитирования статья [86] долгое время занимала первое место в публикациях журнала «Ядерная физика» до появления результатов работы [84], выполненной в Новосибирске на пучке меченых фотонов.

Новые данные служили указанием на возможность дополнительных механизмов возбуждения ядер фотонами средних энергий, кроме канала, связанного с фоторождением мезонов на нуклоне, и поэтому для их проверки был выполнен ряд экспериментов с использованием пучков меченых фотонов, сначала в Новосибирске, затем – в лаборатории Джефферсона (США) [87]. Использование пучка монохроматических фотонов уменьшало в несколько раз вероятность систематических ошибок при измерении относительных делимостей ядер ^{238}U и ^{237}Np , так что величина отклонения (30%) в

пять раз превышала полную ошибку измерений. Результаты этих измерений показаны на рисунке 49. Полное сечение фотопоглощения ядер ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{237}Np здесь получено из измеренных сечений фотоделения.

Таким образом, установлено, что для ядер-актинидов универсальная кривая только на 80% исчерпывает полные сечения фотопоглощения. Остальные 20% (превышение над универсальной кривой) пока не нашли своего объяснения. Хотя эффект превышения не очень велик, он носит принципиальный характер, потому что указывает на новые возможные механизмы поглощения фотонов ядрами в области нуклонных резонансов.

В области энергий выше Δ -резонанса, и особенно выше $N^*(1520)$, видно, что полные сечения фотопоглощения, совпадают с универсальной кривой, но лежат систематически ниже сечения поглощения на свободном нуклоне. Тот факт, что интегральные сечения поглощения на связанном нуклоне становятся ниже, чем на свободном, можно объяснить моделью векторной доминантности, согласно которой при энергии фотонов, выше примерно 1 ГэВ, ядро становится менее прозрачным для фотонов из-за эффекта адронизации, связанного с фоторождением тяжелых векторных мезонов.

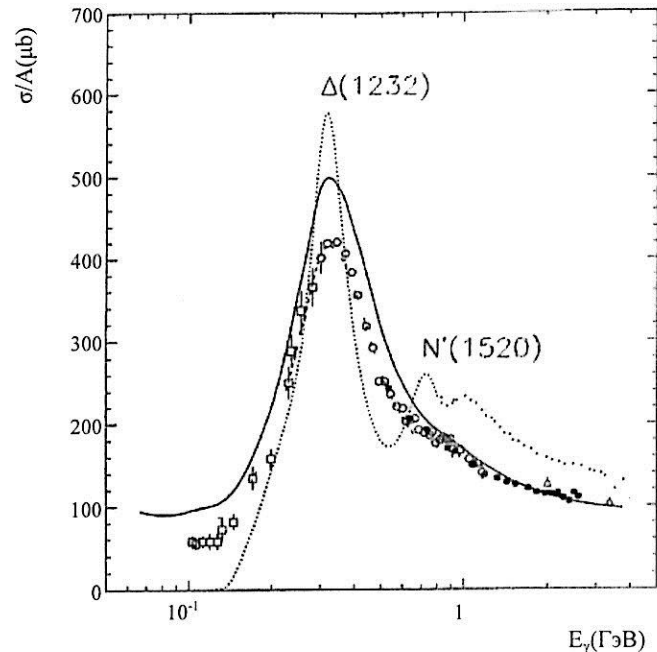


Рисунок 49 – Сплошная кривая – полное сечение фотопоглощения для ядер-актинилов (усредненное для ^{237}Np , ^{238}U , ^{235}U и ^{233}U , полученное из сечений фотоделения этих ядер.

Точечная кривая – полное сечение фотопоглощения на свободном нуклоне. Отдельные точки соответствуют универсальной кривой. Пунктирная кривая – то же самое, что сплошная кривая, но после деления на коэффициент 1,2

Оценка полных сечений фотопоглощения из сечений деления связана с модельными теоретическими оценками делимости ядер на основе модели внутриядерного каскада [83]. Отличие делимости ядра ^{238}U урана в области Δ -резонанса от единицы связано с тем,

что деление ядра происходит на самой последней, медленной стадии взаимодействия, после прохождения в ядре внутриядерного каскада и установления в нем статистического равновесия. При этом большую часть энергии уносят из ядра быстрые пионы и каскадные частицы.

Существенным моментом является то, что при измерении полных сечений фотопоглощения на ядрах-актинидах в работе [87] достигнут достаточно высокий уровень точности данных в абсолютных сечениях. Этот уровень можно оценить путем сравнения полных сечений для ряда ядер (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{237}Np), у которых различие в полных сечениях фотопоглощения оказалось не более нескольких процентов, хотя сечения фотоделения различаются более чем в два раза в этой области энергий (^{232}Th и ^{237}Np). Поэтому на рисунке 48 данные по полным сечениям для ядер-актинилов представлены одной кривой.

Напомним, что основное различие между ядрами ^{238}U и трансуранидами состоит в том, что делительная ширина у ^{238}U почти в три раза ниже, чем, например, у ^{237}Np [88]. Делительные ширины характеризуют вероятность деления вблизи барьера деления, который у обоих ядер близок к 6 МэВ. Вторым, наиболее вероятным каналом распада ядра при такой энергии, является испускание нейтрона. Полная ширина распада практически равна сумме нейтронной (Γ_n) и делительной (Γ_f) ширин. Таким образом, вблизи барьера деления сечение деления можно описать простой формулой:

$$\sigma_{\gamma f} = \sigma_{tot} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} \quad (38)$$

С ростом энергии фотонов вероятность деления растёт за счет того, что после испускания двух, трех и более нейтронов ядро также может делиться. Примерно к 40 МэВ для обоих ядер делимость достигает насыщения и становится близкой к единице, если предполагать, что вся энергия фотонов переходит в энергию возбуждения ядра.

Дополнительную информацию о процессе фотозвозбуждения ядер, в частности о средней энергии возбуждения делящегося ядра после прохождения в нем внутриядерного каскада, можно получить путем измерения массовых распределений осколков деления. Известно, что асимметрия в массовом распределении осколков связана с оболочечными эффектами, которые играют заметную роль при низких энергиях возбуждения и становятся пренебрежимо малыми выше, примерно 50 МэВ.

Измерения вероятности симметричного и асимметричного деления были выполнены в Новосибирске для ядер ^{238}U и ^{237}Np [89]. Было установлено, что доля симметричного деления по отношению к полному выходу не превышает 40% для обоих ядер, то есть доминирует асимметричное деление ядер. Поэтому можно сделать качественный вывод о том, что доля процессов с низкой энергией возбуждения делящегося ядра довольно велика. Для более детального сравнения нужны теоретические оценки вероятности симметричного и асимметричного деления для данного диапазона энергий возбуждения, которые пока в литературе отсутствуют. Таким образом, данные о массовом распределении осколков фотоделения лишь качественно подтверждают возможность существования механизма фотопоглощения с малой передачей энергии и указывают на

отличие процессов возбуждения ядер фотонами и протонами в области промежуточных энергий.

Другим качественным указанием на то, что вопрос о средней энергии возбуждения делящихся ядер еще недостаточно изучен, являются результаты работ по возбуждению спонтанно делящихся изомеров фотонами и электронами в области энергий до 1,2 ГэВ [89]. Как известно, изомерные состояния в делящихся ядрах возникают благодаря оболочечным эффектам, ответственным за формирование двугорбого барьера деления. С ростом энергии возбуждения выше примерно 30 МэВ барьер становится одnogорбым (жидко-капельным), и вероятность образования изомеров падает до нуля.

В работе [89] было показано, что изомерное отношение в области промежуточных энергий всего в несколько раз ниже, чем в области гигантского резонанса. Это говорит о том, что средняя энергия возбуждения делящихся ядер не превышает 30 МэВ и этот результат согласуется с данными по массовым распределениям осколков фотоделения ядер-актинидов.

На основании всех этих данных естественно предположить, что существуют дополнительные механизмы возбуждения ядер, отличные от адронного механизма, который полностью обусловлен фоторождением мезонов на нуклонах. Однако поиски таких механизмов пока не дали положительных результатов. В работе [90] была предпринята попытка объяснить превышение сечений быстрой фрагментацией ядра, когда почти вся энергия налетающего фотона передается фрагментам без образования составного ядра. При низких энергиях фотонов (до 20 МэВ) вероятность такого процесса не превышает 10^{-5} по отношению к вероятности обычного бинарного деления.

В области нуклонных резонансов эта величина оказалась также очень мала (менее 10^{-3}). Следовательно, процессами с большой передачей энергии нельзя объяснить наблюдаемое для ядер-актинидов превышение в полных сечениях фотопоглощения.

Другое предложенное объяснение было связано с процессами с малой передачей энергии и импульса [91], например неупругого рождения электрон-позитронных пар, которое происходит в результате дальнегодействующего взаимодействия (процесс Бете – Гайтлера). Отдельного обсуждения заслуживает изучение электродинамических процессов малого порядка (по константе электромагнитного взаимодействия $\alpha = 1/137$). Теоретические оценки вероятности неупругого рождения e^+e^- пар, приводящего к делению ядер-актинидов, дали величину сечения на три порядка ниже, чем получено в эксперименте [89]. Следует отметить, что сечение этого процесса очень сильно зависит от величины обрезания ядерного формфактора, которое не имеет достаточного теоретического обоснования. Поэтому одним из аргументов в обоснование необходимости изучения указанного процесса, независимо от его относительной вероятности, является возможность получения новой информации о формфакторах тяжелых ядер. В связи с этим представляет интерес анализ данных по кулоновской диссоциации релятивистских ядер – процесса, который по своей природе очень близок к неупругому фоторождению e^+e^- пар на ядрах.

Диаграммы, соответствующие неупругому рождению e^+e^- пар на ядре и кулоновской диссоциации релятивистских ионов, показаны на рисунке 50. Следует заметить, что вторая диаграмма описывает также рассеяние электронов на ядрах, поэтому теоретическое описание обоих процессов имеет общий характер. Общепринятым

методом анализа указанных процессов является метод виртуальных фотонов, который достаточно подробно описан, например в [1]. В борновском приближении спектр виртуальных фотонов зависит в основном от начального и конечного импульса налетающей частицы. Поэтому можно экстраполировать имеющиеся данные по сечениям в область малых Z .

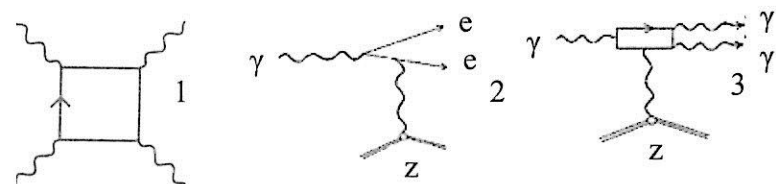


Рисунок 50 – Диаграммы для различных процессов взаимодействия реальных и виртуальных фотонов с ядрами: дельбрюксовское рассеяние (1); неупругое рождение e^+e^- пар (2); расщепление фотона (3)

Экстраполяция имеющихся сечений кулоновской диссоциации релятивистских тяжелых ионов в область малых Z показывает, что зависимость сечения от заряда ядра имеет квадратичный характер в соответствии с теоретическими оценками. Абсолютная величина сечения неупругого рождения e^+e^- пар с испусканием нейтрона или деления (вероятности этих процессов вблизи барьера близки друг к другу) получается близкой к 10 мбарн.

При этом полное сечение фотоделения ядер актинидов близко к 100 мбарн в максимуме P_{33} резонанса ($E_\gamma = 300$ МэВ) и падает до 50 мбарн при энергиях фотонов около 1 ГэВ. Следовательно, данные по сечениям, полу-

ченные методом экстраполяции, не противоречат экспериментальным результатам об относительных делимости ядер урана и нептуния, приведенным выше. К сожалению, точность такой экстраполяции недостаточна для окончательных выводов. Поэтому полного ответа на вопрос о причине отличия полных сечений фотопоглощения от универсальной кривой пока нет.

Таким образом, последние данные по фотоделению ядер-актинидов в области промежуточных энергий поставили ряд вопросов, которые открывают новые актуальные направления исследований в этой области. Основным результатом можно считать то, что для тяжелых ядер-актинидов «универсальная» кривая фотопоглощения не является универсальной. Объяснение этому факту можно искать разными способами. Например, поиском процессов типа неупругого рождения e^+e^- пар с малой передачей энергии и импульса, либо, наоборот, в процессах фрагментации ядер при больших передачах.

В связи с этим требуются совпадательные эксперименты с регистрацией быстрых ядерных продуктов, образующихся на начальной стадии взаимодействия и осколков деления, дающих информацию о возбуждении коллективных состояний. Такие эксперименты возможны на низкофоновых фотоядерных установках нового поколения с использованием пучков гамма-квантов от обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах. Комптоновские низкофоновые пучки на накопителях позволяют исследовать процессы с малой передачей энергии.

Глава 7 Нелинейные эффекты квантовой электродинамики в фотоядерных процессах

Фото- и электроядерные реакции не являются замкнутой или обособленной ветвью ядерной физики. Постоянно развивающиеся новые направления требуют широкого подхода к объяснению различных явлений, которые на первый взгляд могут показаться весьма далекими друг от друга.

Одним из примеров проявления нелинейных эффектов КЭД в фотоядерных процессах можно считать фотоделение ядер-актинидов, о котором говорилось выше. Хотя однозначного ответа на вопрос о причине отличия полных сечений фотопоглощения от универсальной кривой пока нет, вероятно, этот эффект связан с проявлением нелинейных эффектов.

Пионерской работой по нелинейным эффектам КЭД в фотоядерных процессах следует считать публикацию Дельбрюка [92], впервые рассмотревшего рассеяние фотонов на кулоновском поле ядра. Согласно Дельбрюку, взаимодействие связано со спонтанной поляризацией вакуума и рождением электрон-позитронной пары, на которой и происходит рассеяние. В настоящее время тематика, связанная с проявлением нелинейных эффектов квантовой электродинамики в фотоядерных процессах, существенно расширилась. Можно сказать, что уже сложилась новая область физики, которую называют физикой сильных («релятивистских») электромагнитных полей. Сюда входит, в частности, изучение расщепления фотона в кулоновском поле ядра, а также кулоновской диссоциации ядер. Несмотря на кажущееся различие этих процессов, они описываются диаграммами с большим количеством вершин, что является характерным признаком проявле-

ния нелинейных эффектов. Впервые расщепление фотонов на ядрах экспериментально наблюдалось в работе [93], выполненной на накопителе ВЭПП-4 на установке РОКК-1М. Особенностью этого эксперимента является регистрация рассеянного фотона в области малых углов, то есть на фоне прямого гамма-пучка. Аналогичным образом были проведены исследования дельбрюковского рассеяния на тяжелых ядрах [94]. В этих работах было показано, что результаты экспериментов хорошо согласуются с электродинамическими расчетами, выполненными в приближении плоских волн и точечного заряда ядра.

Дифференциальное сечение дельбрюковского рассеяния для неполяризованных электронов можно представить в виде [94]:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = (Z\alpha)^4 r^4 \left[(A^{++})^2 + (A^{+-})^2 \right], \quad (39)$$

где r – классический радиус электрона; A^{++} и A^{+-} – амплитуды рассеяния с сохранением и перевертыванием спина соответственно. При высокой энергии налетающих фотонов ($E_\gamma \gg m_e$) и малом переданном импульсе ($\Delta \ll E_\gamma$), что соответствует условиям проведенного эксперимента, величина A пропорциональна энергии E_γ , что позволяет провести детальное сравнение теории с экспериментом. Теоретические оценки выполнялись разными методами. В работе [93] проводилось суммирование Фейнмановских диаграмм, в которых учитывался обмен произвольного числа фотонов на кулоновском заряде ядра. В работе [94] использовался квазиклассический подход, который дает близкие результаты по отношению к микроскопическому методу. Результаты проведенных экспериментов показали хорошее согласие с теоретическими расчетами. Таким об-

разом, упругое рассеяние фотонов можно с достаточно хорошей точностью описать с учетом высоких порядков (до $(\alpha Z)^4$) рассматриваемого взаимодействия. При этом ядро имеет точечный заряд и не имеет внутренней структуры.

Учет ядерного формфактора в процессах упругого или квазиупругого рассеяния фотонов представляет сложную задачу, потому что кроме электромагнитного оператора надо учитывать ядерное взаимодействие. Однако это и есть тот путь, на котором можно получить новые результаты о структуре ядра. Как уже отмечалось выше, сечения таких процессов, например, квазиупругого рождения e^+e^- пар, более чувствительны к ядерному формфактору, чем более простые электродинамические процессы. Это впервые экспериментально было показано в работах, выполненных в Новосибирске.

Следует отметить, что изучение физики сильных, или, как теперь принято говорить, релятивистских электромагнитных полей может быть реализовано разными методами. В лабораторных условиях наиболее сильные поля (до 10^{12} V/cm) достижимы двумя способами. Во-первых, такие поля возникают вокруг релятивистских тяжелых ядер. Во-вторых, их стали получать с помощью фемтосекундных лазеров. Для сравнения напомним, что кулоновское поле в атоме водорода составляет примерно 10^9 V/cm, а пробой слюды происходит при 10^6 V/cm.

Для релятивистских ионов – за счет пространственного сжатия поля, его напряженность растет, поэтому роль нелинейных эффектов по отношению к полному сечению, вероятно, будет увеличиваться. До настоящего времени экспериментальных данных о рассеянии лазерных фотонов на встречных пучках тяжелых ионов пока нет.

7.1 Многофотонные обмены. Кулоновская диссоциация релятивистских ядер

Как уже отмечалось, примером проявления нелинейных эффектов КЭД в фотоядерных процессах может служить кулоновское взаимодействие релятивистских тяжелых ионов. Установлено, что кулоновская диссоциация является доминирующим процессом и сечение фотоядерных реакций при энергиях выше нескольких ГэВ/нуклон в несколько раз превосходит геометрическое сечение прямого столкновения тяжелых ионов [95, 96]. Этот процесс описывается такой же диаграммой, как и рассеяние электронов в рамках модели Вайцзекера – Вильямса. Однако, в отличие от рассеяния электронов, при взаимодействии тяжелых ионов начинают доминировать многофотонные обмены [97]. При высоких энергиях сталкивающихся ионов благодаря существенному усилению напряженности поля при высоком лоренц-факторе возникают электромагнитные поля очень высокой напряженности, которые другим способом в лабораторных условиях получить пока не представляется возможным.

Согласно методу виртуальных фотонов Вайцзекера – Вильямса, кулоновские поля сталкивающихся ионов являются интенсивным источником виртуальных фотонов в широком энергетическом диапазоне. Поэтому основным каналом электромагнитной диссоциации тяжелых ядер, как и на обычных пучках фотонов, являются фотонейтронные реакции и фотоделение (в случае ядер-актинидов).

Пионерские экспериментальные работы в этой области были выполнены более 20 лет назад. Однако, серьезный интерес к этой проблеме появился после создания ускорителей релятивистских ионов RHIC в Япо-

нии и LHC в ЦЕРНе, позволяющих создать пучки виртуальных фотонов значительной интенсивности.

Согласно модели Вайцзекера – Вильямса, спектр виртуальных фотонов при столкновении тяжелых ионов можно выразить (в с. ц. м.) следующей формулой (40):

$$N_{Z_1}(E_1, b) = \frac{\alpha Z_1^2}{\pi^2} \frac{x^2}{\beta^2 E_1 b^2} \left(K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right), \quad (40)$$

где α – постоянная тонкой структуры; $x = E_1 b / (\gamma \beta \hbar c)$ – аргумент функции Бесселя нулевого и первого порядка (K_0 и K_1); $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – лоренц-фактор движущегося заряда Z_1 ; b – параметр столкновения (расстояние между центрами сталкивающихся ионов, в этом случае превышает сумму радиусов R_1 и R_2 сталкивающихся ионов).

Полное число виртуальных фотонов, интегрированное по всему спектру, можно выразить формулой (41):

$$m_{A_2}(b) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_{Z_1}(E_1, b) \sigma_{A_2}(E_1) dE_1. \quad (41)$$

Здесь $\sigma_{A_2}(E_1)$ – полное сечение фотопоглощения. E_{\min} обычно выбирается равной порогу фотонейтронной реакции, или энергии связи, $E_{\max} \approx \gamma / R_{1,2}$.

Результаты расчетов показаны на рисунке 51.

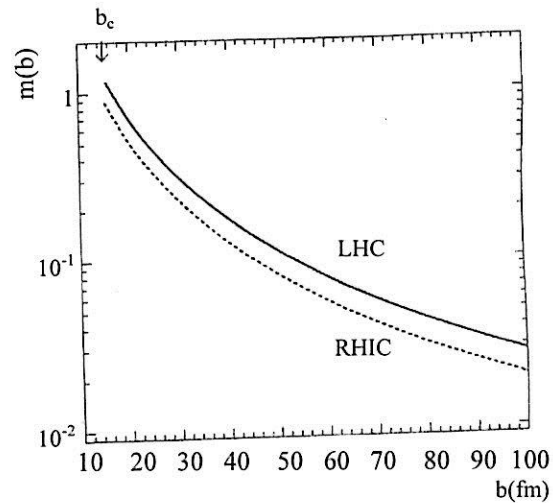


Рисунок 51 – Поток виртуальных фотонов при взаимодействии тяжелых ионов $Pb + Pb$ на ускорителях RHIC (пунктир) и LHC (сплошная линия) в зависимости от параметра соударения (нормировано на число взаимодействий тяжелых ионов)

Интересной особенностью кулоновской диссоциации является достаточно большая вероятность поглощения одновременно нескольких виртуальных фотонов одним ядром (см. табл. 6). Диаграммы для таких процессов показаны на рисунке 52.

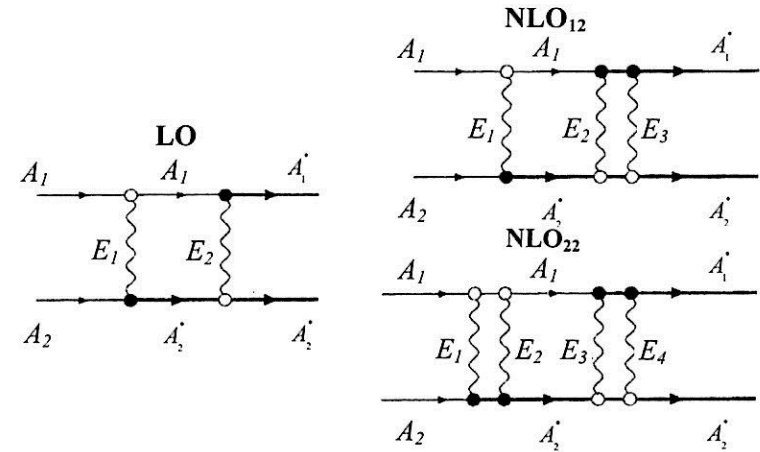


Рисунок 52 – LO – процесс лидирующего порядка; NLO_{12} , NLO_{22} – процессы с однофотонным и двухфотонным обменом

Видно, что двухфотонные и трехфотонные возбуждения составляют 28 и 9% соответственно, что является уникальной возможностью для исследования гигантских резонансов в ядрах. Таким образом, изучение электромагнитных взаимодействий тяжелых ионов может дать новую информацию о фундаментальных свойствах ядерной материи.

Таблица 6 – Сечения электромагнитной диссоциации для одно-, двух- и трехфотонных возбуждений при Pb–Pb взаимодействиях на ускорителе LHC

| Cross section (barns) | 2.75+2.75 A TeV Pb-Pb at LHC |
|---|------------------------------|
| $\sigma_m^{ED}(\text{LO})$ | 3.92 |
| $\sigma_m^{ED}(\text{NLO}_{12}) + \sigma_m^{ED}(\text{NLO}_{21})$ | 1.50 |
| $\sigma_m^{ED}(\text{NLO}_{22})$ | 0.23 |
| Triple excitations: NLO _{TR} | 0.56 |
| $\sigma_m^{ED}(\text{tot})$ | 6.21 |

Экстраполяция имеющихся сечений кулоновской диссоциации релятивистских тяжелых ионов в область малых Z показывает, что зависимость сечения от заряда ядра имеет квадратичный характер в соответствии с теоретическими оценками. Абсолютная величина сечения неупругого рождения $e+e^-$ пар с испусканием нейтрона или деления (вероятности этих процессов вблизи барьера близки друг другу) получается близкой к 10 мбарн.

7.2 Фотоядерные эксперименты на импульсных фемтосекундных лазерах

Интерес к изучению фотоядерных реакций под действием мощных лазерных импульсов был стимулирован обнаружением нелинейных эффектов квантовой электродинамики в физике сильных («релятивистских») электромагнитных полей, и прежде всего – в реакциях кулоновской диссоциации релятивистских ионов. Как известно, в атоме водорода напряженность электрического поля близка к 10^9 В/см. Для ядер урана, ускоренных до 10 ГэВ/н, эта величина возрастает до 10^{12} В/см. Примерно такая же напряженность поля достижима при использовании фемтосекундных лазеров [98].

Однако между этими процессами имеются существенные различия. У обычных фотонов, как реальных, так и виртуальных, энергия E_γ жестко связана с длиной волны ω : $E_\gamma = hc/\omega$. В случае фемтосекундного лазера длина волнового пакета составляет около десяти длин волн, то есть порядка 10 мк. При этом концентрация фотонов может достигать 10^{29} /см³. Согласно имеющимся представлениям, воздействие на ядро таким протяженным полем (по отношению к размерам ядра) не может непосредственно приводить к его возбуждению. Процесс возбуждения ядра или индуцируемая ядерная реакция имеют вторичный характер, механизмы которого могут быть различны. Например, возможно возбуждение ядерных уровней при многократном рассеянии электронов, ускоренных лазерным полем [99]. Этот процесс происходит на том же атоме, откуда эти электроны вылетают. Возможно также взаимодействие ускоренных электронов и образующихся тормозных фотонов с другими ядрами мишени [100]. Особый интерес представляет механизм кильватерного ускорения, схема

которого показан на рисунке 53 [101]. В этом случае временная структура пучка состоит из двух импульсов: ведущего и ведомого.

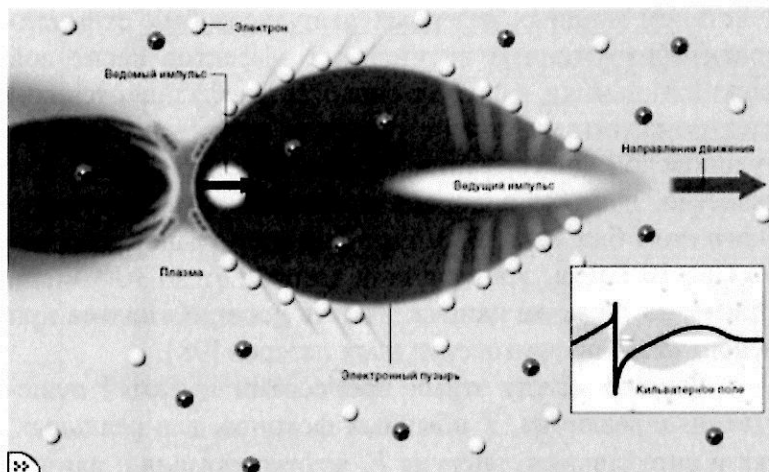


Рисунок 53 – Схема кильватерного ускорения электронов

Ускоряющая сила создается возмущенным распределением зарядов, которое называют кильватерным полем. Ведущий лазерный или электронный импульс выталкивает электроны плазмы (белые) на периферию, оставляя за собой область положительного заряда (зеленая). Она втягивает отрицательно заряженные электроны назад, и позади ведущего импульса формируется электронный пузырь. Вдоль оси распространения пучка электрическое поле (изображено внизу) напоминает очень крутую, готовую обрушиться океанскую волну. Кильватерное поле придает мощное ускорение ведомому электронному импульсу, захваченному задней частью пузыря.

В плазменной структуре создаются кильватерные волны с очень высокой напряженностью аксиального электрического поля. Достижимая напряженность E_0 , может быть определена по формуле: $E_0 = ct\omega_p/e$, где c – скорость света; e и m – заряд и масса электрона; ω_p – частота плазмы. Используя соотношение $\omega_p = (4\pi n e^2/m)^{1/2}$, где n – плотность плазмы, подставляя численные значения c , e и m , получаем приближенную формулу для оценки напряженности ускоряющего поля, которое можно создать в плазме: $E_0[\text{В/м}] = 96n^{1/2} [\text{см}^{-3}]$, где n – плотность плазмы. При $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ напряженность ускоряющего поля E_0 составит 100 ГэВ/м.

В настоящее время для изучения механизмов фотоядерных реакций на базе фемтосекундного лазера МЛЦ МГУ им. М.В. Ломоносова проводятся эксперименты совместно с ИЯИ РАН [102]. Изготовлены ДЕ–Е детекторы на основе кристалла NaI 65 мм (диаметр) × 65 мм (высота) и тонкого пластика (2 мм). Считывание проводится фотоумножителями ФЭУ-143 с использованием крайт-контроллеров КАМАК, сопряженных с компьютером через зарядово-цифровые преобразователи. Калибровка детекторов выполнена с помощью бета-источника ^{90}Sr с энергией 0,546 МэВ и гамма-источников ^{60}Co и ^{137}Cs с энергиями 0,662, 1,173, 1,332 МэВ соответственно.

Пучок лазера фокусировался на свинцовой мишени в пятно диаметром около 10 мкм. Мощность пучка составляла $2,0 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, длина импульсов варьировалась в пределах 50–400 фс, частота повторения – 10 Гц. Измерения проводились при расположении детекторов: по нормали к мишени и в отраженном пучке. Схема измерений показана на рисунке 54.

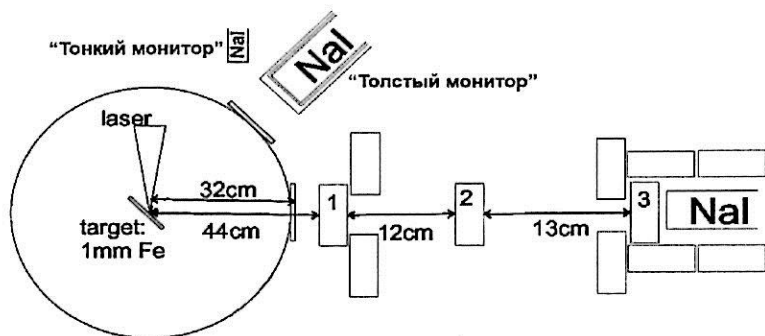


Рисунок 54 – Схема установки для изучения продуктов взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с веществом [102]

Результаты измерений показаны на рисунке 55. Видно, что спектры имеют вид экспоненты, максимальная энергия испускаемых частиц близка к 5 МэВ. Эти данные подтверждают вывод о двухступенчатом характере фотоядерных процессов под действием лазерного излучения.

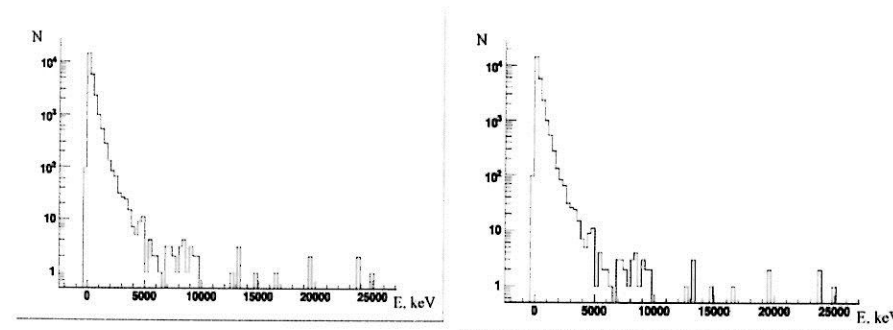


Рисунок 55 – Спектры электронов и фотонов из Pb-мишени, измеренные пластиковым сцинтилляционным детектором (слева) и детектором NaI (Tl) (справа) [103]

Среди практических применений лазерных установок отметим создание импульсных нейтронных источников [104] и когерентных источников рентгеновского излучения [105].

Когерентность рентгеновского пучка позволяет при получении изображений, в отличие от метода поглощения, использовать метод рефракции или фазового контраста [106]. Впервые он был реализован на источнике синхротронного излучения [107]. Однако, при использовании лазера, масштаб приобретает характер лабораторной установки и при этом соответствует накопителям последнего, четвертого поколения. Схема установки, созданной в Мичиганском университете США [105], показана на рисунке 56.



Рисунок 56 – Общая схема лазерно-индуцированных ядерных процессов для получения рефракционного контраста

Используемый в этой установке лазер "Hercules" имел мощность $W = 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$, при этом плотность полностью ионизованной плазмы составляла $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^3$. Вылетающий в переднем направлении пучок электронов имел энергию около 120 МэВ ($\Delta E/E = 3\%$) и поток до 10^{12} e/имп . Угловая расходимость рентгеновского пучка не превышала 15 мрад. Такие значения сопоставимы с тем, что получают на больших синхротронах с критической энергией 10 кэВ.

Полученные результаты открывают большие перспективы для медицинской диагностики и других приложений.

Глава 8 Новые фотоядерные проекты

В настоящее время в мире существует довольно много новых проектов, посвященных исследованию электромагнитных взаимодействий ядер. Среди них можно от-

метить e-RICK в США [108], MAMI-B [31], Майнц, BGO-OD [109] Бонн, ELISE, Дармштадт, Германия, ELI-NP [28], Бухарест, Румыния и др. Рассмотрим подробнее один из них, который кажется наиболее привлекательным.

8.1 Проект ELISe – ELeCtron Ion ScatteRing – Рассеяние электронов на экзотических нестабильных ядрах

Одним из самых многообещающих фотоядерных проектов настоящего времени (в плане получения фундаментальной информации о свойствах атомных ядер) является проект ELISe (Electron Ion Scattering), который довольно детально проработан в рамках коллаборации NUSTAR/FAIR (GSI, Германия) [110]. Основная задача этого проекта – исследование упругого, квазиупругого и неупругого рассеяния электронов на ядрах – вполне традиционная. Однако использование в качестве мишеней пучков тяжелых ионов позволит исследовать свойства нестабильных ядер, которые могут существовать только в экстремальных условиях.

Ускорение нестабильных ядер и использование их в качестве мишени важно не только для изучения свойств этих ядер. Это имеет отношение к астрофизическим проблемам. При рассеянии электронов в рассматриваемой области энергий основной вклад в неупругое рассеяние вносят фотоядерные сечения (γ, n) или (γ, p). Поэтому в рассеянии электронов можно изучать ядерные реакции, которые могут дать понимание r - и p -процессов для ядер, удаленных от области стабильности.

Схема установки для исследования рассеяния

электронов на встречных пучка тяжелых ионов и ее параметры приведены на рисунке 57 и в таблице 7.

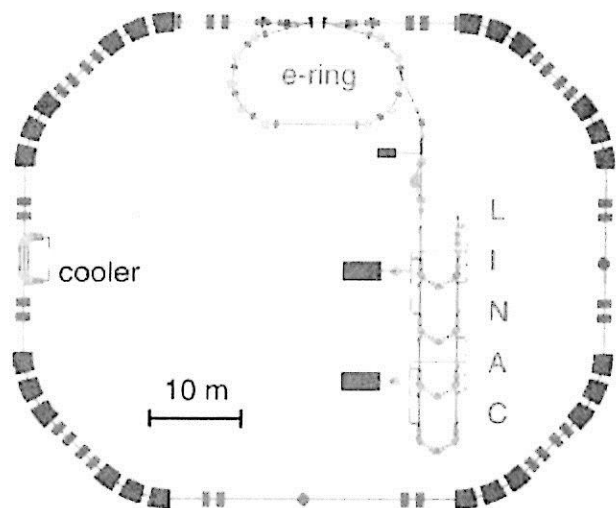


Рисунок 57 – Схема эксперимента ELISE (eA-коллайдер)

Таблица 7 – Основные параметры установки ELISE [110]

| Параметры | Кольцо электронов | Кольцо ионов |
|------------------------|--------------------|---------------|
| Энергия | 200–500 МэВ | 200–740 МэВ/и |
| Длина орбиты | 45,215 m | 187,717 m |
| Число сгустков | 6–8 | 36–42 |
| Число частиц в сгустке | 5×10^{10} | 10^7 |

Одним из самых важных параметров этой установки, особенно в плане астрофизических приложений, является светимость, которая определяет выход продук-

тов соответствующей реакции. На рисунке 58 показаны расчетные (ожидаемые) светимости в эксперименте ELISE. Расчеты проведены для каждого изотопа с учетом ядерных и атомных времен жизни и с учетом возможных параметров пучков.

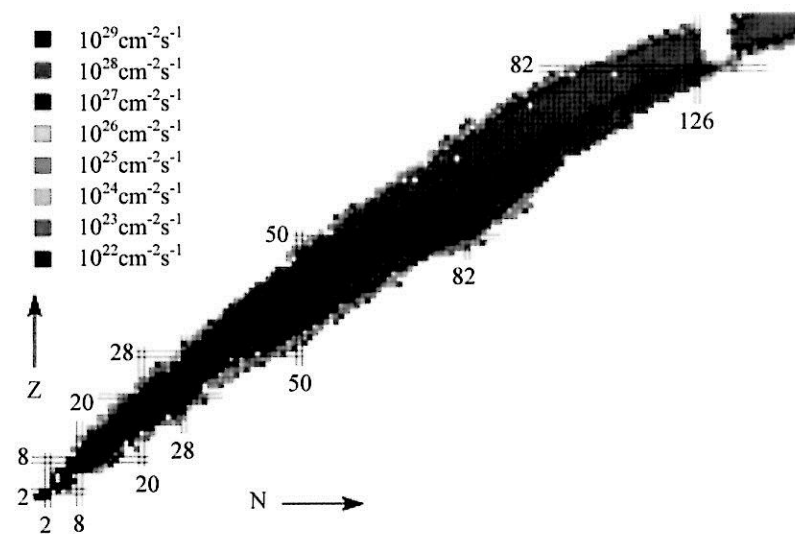


Рисунок 58 – Ожидаемые светимости в эксперименте ELISE

Рассеяние электронов с энергией около 500 МэВ на встречных пучках тяжелых ионов дает уникальную возможность исследовать свойства ядер, удаленных от области стабильности, включая измерение зарядовой и нейтронной плотности, радиусов и формы ядер, кластерных эффектов и др.

Все существующие ядерные модели были построены на изучении имеющихся в природе 286 стабильных изотопов. Область нестабильных изотопов, до-

ступных к изучению на встречных пучках, может быть расширена до 4000 изотопов (см. рис. 58). При этом появляется возможность получать новую информацию, недоступную в районе стабильности, включая новые разновидности радиоактивного распада, высокоэнергетичный β -распад, новые области деформации и дважды магических ядер и др.

Исследования ядерной структуры нейтронно избыточных ядер также представляют интерес с точки зрения астрофизики. Например, механизмы образования изотопов гелия на ранней стадии существования Вселенной можно изучать, используя пучки нестабильных ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. Свойства изотопов ${}^6\text{He}$ изучались недавно методом кулоновской диссоциации и методом лазерной спектроскопии. Использование для этой цели рассеяния электронов может дать более простые и надежные в интерпретации результаты, потому что метод рассеяния электронов апробирован на стабильных ядрах с высокой точностью и доказал свои преимущества в изучении ядерной структуры.

Для более тяжелых нейтронно-избыточных ядер можно построить уравнение состояния асимметричной нейтрон-протонной ядерной материи. Для нейтронной звезды и нейтронно-избыточного ядра уравнения состояния очень похожи, потому что плотности этих состояний отличаются незначительно (у нейтронной звезды плотность на 30% выше, чем у ядра). Радиус нейтронной звезды определяется соотношением сил гравитации и отталкивания. В нейтронно-избыточном ядре нейтроны концентрируются на поверхности, образуя нейтронное гало. Таким образом, вместо гравитации на радиус ядра влияют силы поверхностного натяжения. Сравнивая уравнения состояния нейтронных звезд и нейтронно-избыточных ядер можно получать информацию о

фазовых переходах материи в экзотические состояния, включая каонный конденсат, цветные сверхпроводники и др.

Изучение корреляций нуклонов в экзотических ядрах имеет отношение к проблеме существования кварк-глюонной плазмы, потому что элементарными многокварковыми состояниями можно было бы считать дибарионы или пента-кварки, поиск которых в обычных ядрах ведется давно, но которые до сих пор не обнаружены.

Открытым остается вопрос о границах применимости существующих ядерных моделей. Например, оболочечная модель не может объяснить обнаружения новых магических ядер, которые обладают свойствами классических магических ядер, но имеют числа нуклонов, отличающиеся от обычных значений (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126). Возможно, это связано либо с проявлением сверхтекучести (парных корреляций) в ядрах, либо протон-нейтронного спаривания, которое также формирует замкнутые оболочки. Исследование различных характеристик (в частности, радиусов) новых дважды магических ядер даст новые критерии для развития ядерных моделей.

В 2006 году проект ELISE вышел на стадию экспериментальной подготовки. Кроме создания накопителя электронов ведется работа по изготовлению электронного спектрометра, состоящего из двух отклоняющих магнитов и нескольких координатных дрейфовых камер. Особенностью этого спектрометра является высокое разрешение (10^{-4}) по импульсу при большом телесном угле ($\pm 1,5 \text{ mrad} \div \pm 150 \text{ mrad}$). При этом потребуются также решить ряд технических задач, связанных с особенностью эксперимента (встречные пучки), что касается обеспечения высокого вакуума, достаточно протя-

женной областью взаимодействия и т. д. Однако можно с уверенностью сказать, что уже в ближайшие годы здесь можно ожидать новых интересных результатов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очевидный вывод, который можно сделать на основе приведенных в монографии материалов, состоит в том, что исследование фотоядерных реакций активно развивалось и продолжает развиваться в течение последних лет. Наряду с традиционными темами появились новые направления, включая кулоновскую диссоциацию релятивистских ядер, фотоядерные реакции под действием фемтосекундных лазерных импульсов, астрофизические аспекты и др. Основное содержание экспериментальных исследований последних лет по этой теме связано с изучением спиновой структуры нуклонов на пучках поляризованных монохроматических фотонов с энергией до 2 ГэВ. Большую роль в связи с этим сыграла коллаборация GRAAL (GRenoble Accelérateur Anneau Laser), созданная на накопителе электронов ESRF (European Synchrotron Radiation Facility). Особенностью этого эксперимента было использование пучка поляризованных меченых фотонов, полученного методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах накопителя. Благодаря этой методике получены новые прецизионные данные по фоторождению мезонов на протоне, дейтроне и углероде, которые способствовали пониманию ядерной материи на уровне нуклонных и мезонных степеней свободы, изучению свойств нуклонных резонансов, механизмов фоторождения мезонов в резонансной области энергий. Приведенные в монографии данные отражают также вклад других научных центров в изучаемую проблему, включая LEGS (Брукхэвен, США), MAMI (Майнц), ELSA (Бонн) (Германия), Spring-8 (Осака, Япония). В дополнение к основной программе фотоядерных иссле-

дований, направленной на изучение спиновой структуры нуклонов, проводились измерения полных и парциальных сечений фоторождения мезонов с минимальными систематическими ошибками, а также развивались новые методы в различных приложениях. Например, показана возможность исследования взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами (метод меченых мезонов). С высокой точностью измерена верхняя граница анизотропии скорости света по отношению к диполю реликтового излучения. Комптоновские пучки создают перспективы исследований, основанные на уникальных параметрах установок, обеспечивающих жесткий спектр фотонов, высокую степень поляризации пучка, низкий уровень фона.

Следует отметить, что метод обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах высокой энергии в накопителях был реализован для изучения фотоядерных реакций в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) еще в восьмидесятих годах прошлого века и затем был использован в большинстве указанных выше научных центров, включая коллаборацию GRAAL. Последние годы характеризуются существенным расширением тематики фотоядерных исследований. Среди них – изучение нелинейных эффектов квантовой электродинамики в фотоядерных процессах, включая кулоновскую диссоциацию релятивистских ядер, мультифрагментацию ядер под действием фотонов, а также фотоядерные реакции на импульсных фемтосекундных лазерах. В последние годы сформировалось несколько новых крупных фотоядерных проектов, которые, несомненно, послужат получению новых фундаментальных знаний о природе ядерной материи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Недорезов В. Г., Ранюк Ю.Н. Фотodelение ядер за гигантским резонансом. Наукова думка, 1989.
2. Schaerf C. // *Phys. Today* 58:44-50, 2005.
3. Nedorezov V. G. // *Physics of Particles and Nuclei*, 2012. Vol. 43. №. 3. P. 326–347.
4. Недорезов В. Г., Туринге А. А., Шатунов Ю.М. УФН 174, 4 (2004). P. 354–370.
5. URL: <http://said.phys.vt.edu>.
6. URL: <http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/MAID>.
7. URL: <http://pwa.hiskp.uni-bonn.de>.
8. Fasano C., Tabakin F., Saghai B. [et al.] // *Phys. Rev. C* 46 (1992). 2430–2455.
9. Anisovich A. V., Beck R., Klempt E. [et al.] // *Eur. Phys. J. A* 48 (2012). 15.
10. Anisovich A.V. [et al.] // *Phys. Lett. B* 719 (2013). 89–94.
11. Klempt E., Richard J. M. // *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010). P. 1095.
12. Drechsel D., Kamalov S. S., Tiator L. // *Eur. Phys. J. A* 34 (2007) 69.
13. Drechsel D. // *Phys. Rev. C* 70:055202 (2004).
14. Арутюнян Ф. Р., Туманян В. А. // *ЖЭТФ* 44, 1963, 6. 2100.
15. Milburn R. H. // *Phys. Rev. Lett.* 10, 1963, 3. 75.
16. Omelaenko A. S., Peresunko Yu. P., Ranyuk Yu. M. [et al.] (1998). 13pp. e-Print Archive: physics/9812001.
17. Колесников Л. А. Тр. 4-го семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях». М., 1977 М. : Наука, 1979, 338.
18. Pascale M .P., Gindano G., Matone G. [et al.] : *Proc. of the 4 course of the Int. Sch. on Intermediate Energies. San-*

- Miniato, 1983, World Scientific (1983) 412.
19. Kazakov A. A., Kezerashvili G. Ya., Lazareva L. E. [et al.] : Proc. of the II Int. Seminar on Spin Phenomena in High Energy Physics, Serpukhov, 1985, 140 ; Proc. of the IX Conf. of Charged Particles, Dubna, 1985. V. 2. 268.
20. Dowell D. H., Fineman B., Giordano G. [et al.]. Progress Rep., 1985, BNL 37623. P. 29.
21. Bocquet J. P. [et al.]. Proc. of the XIII Particle and Nuclear Int. Conf. (PANIC), Perudja. P.275.
22. Ahn K., Akimune H., Asano A. [et al.]. Proceedings of Accelerator science and technology. Wako, 1999, P. 141.
23. Litvinenko V. [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A375 (1996) 46–52.
24. Гуревич Г. М., Кезерашвили Г. Я., Недорезов В. Г. Препринт ИЯИ АН СССР П-0580. М., 1988.
25. Nakano T., Ahn J. K., Fujiwara M. // Nucl. Phys. A 684 (2001) 71–79.
26. Litvinenko V. N. [et al.] // Nucl. Instr. Meth. A375 (1996) 74–77.
27. Беляев А. Д., Руднев Н. В., Недорезов В. Г., Туринге А. А. // ЯФ 67, 2004, 8, 1–8.
28. Tesileanu O. and Zamfir N-V “Horia Hulubei”// Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics (ELI-NP) by National Institute of Physics and Nuclear Engineering, Bucharest – Magurele, Romania. ENS News Issue. №. 37. Summer (July 2012).
29. Abakumova E. V. [et al.] // Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 140402.
30. URL: www.jlab.org.
31. URL: www.kph.uni-mainz.de.
32. Bessonov E. G. // Nucl. Instrum. Meth. B309 (2013). 92–94.
33. Bazhanov N. A. [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A402 (1998) 484–487.
34. Castoldi M. [et al.] // NIM A 403, 22 (2002).
35. Bartalini O., Nedorezov V. [et al.] // NIM A 448, 12 (2006).
36. Kuznetsov V., Nedorezov V. [et al.] // Nucl. Instr. Meth. A487 (2002) 396–406.
37. Barancourt D. [et al.] // NIM A 388 (1997) 226.
38. GEANT: Detector Description and Simulation tool, CERN Program Library W5013. URL: <http://cordis.europa.eu/ist/rn/geant.htm>.
39. Nedorezov V. G. [et al.] // Phys. Part. Nucl. 43 (2012) 326–347.
40. Rudnev N., Nedorezov V. [et al.] // Proc. of Int. Sem. EMIN 2009, M. P.19–27.
41. Bartalini O., Nedorezov V. [et al.] // Eur. Phys. J. A26 (2005) 399–419.
42. Bartalini O., Nedorezov V. [et al.] // Phys. Lett. B544 (2002) 113 – 120; Phys. Lett. B475 (2000) 372 – 377.
43. Mushkarenkov A., Nedorezov V. [et al.] // Int. J. Mod. Phys. E19 (2010) 1197–1204.
44. Di Salvo R., Nedorezov V. [et al.] // Eur. Phys. J. A42 (2009) 151–157.
45. Mandaglio G., Nedorezov V. [et al.] // Phys. Rev. C 82 (2010) 045209.
46. Bartalini O., Nedorezov V. [et al.] // Eur. Phys. J. A33 (2007) 169–184.
47. Fantini A., Nedorezov V. [et al.] // Phys. Rev. C78 (2008) 015203.
48. Vegna V., Nedorezov V. [et al.] // Int. J. Mod. Phys. E19 (2010) 1241–1248.
49. Vegna V., Nedorezov V. [et al.] // Int. J. Mod. Phys (2013) in print.
50. Turinge A. [et al.] // Prog. Part. Nucl. Phys. 67 (2012) 406–411.

51. Ajaka J., Nedorezov V. [et al.] // *Phys. Rev. Let.* 100 (2008) 052003.
52. Manganaro M., Nedorezov V. [et al.] // *Int. J. Mod. Phys. E* 19 (2010) 1177–1182.
53. Lleres A., Nedorezov V. [et al.] // *Eur. Phys. J. A* 39 (2009) 149–161; *Eur. Phys. J. A* 31 (2007) 79. V. 93.
54. D'Angelo A., Nedorezov V. [et al.] // *Eur. Phys. J. A* 31 (2007) 441–445.
55. Nedorezov V. *Phys. of particles and nuclei.* 43, 3 (2012) 326–347.
56. D'Angelo A., Nedorezov V. [et al.] // *AIP Conf. Proc.* 1432 (2012) 56–61.
57. D'Angelo A. [et al.] // *Eur. Phys. J. A* 31 (2007) 441–445.
58. Levi Sandri P. [et al.] // *Int. J. Mod. Phys. A* 22 (2007) 341–34.
59. Bussey P. J. [et al.] // *Nucl. Phys. B* 154 (1979) 205.
60. Knies G. [et al.] // *Phys. Rev. D* 10 (1974) 2778.
61. Drechsel D. [et al.] // *Nucl. Phys. A* 645 (1999) 145.
62. Arndt R. A. [et al.] // *Phys. Rev. C* 53 (1996) 430.
63. Zhao Q. // *Nucl. Phys. A* 675 (2000) 217.
64. Corthals T. [et al.] // *Phys. Rev. C* 73, 045207 (2006).
65. Anisovich A. V. [et al.] // *Eur. Phys. J. A* 34 (2007) 243.
66. Stibunov V. N. [et al.] // *J. Phys. Conf. Ser.* 295 (2011) 012115.
67. Rachek I. A. [et al.] // *J. Phys. Conf. Ser.* 295 (2011) 012106.
68. Bartalini O. [et al.] // *Phys. Atom. Nucl.* 71 (2008) 75–82; *Yad. Fiz.* 71 (2008) 76–83.
69. McCormick M. [et al.] // *Phys. Rev.* 41 (1996). C 53.
70. Armstrong C. S. [et al.] // *Phys. Rev. D* 5, 1640 (1972).
71. Turinge A. [et al.] // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 67 (2012) 406–411.
72. Rudnev N. V. [et al.] // *Phys. Atom. Nucl.* 73 (2010) 1469–1473; *Yad. Fiz.* 73 (2010) 1514–1518.
73. Armstrong C. S. [et al.] // *Nucl. Phys. B* 41, 445 (1972).
74. Mirazita M. [et al.] // *Phys. Let. B* 407, 225 (1997).
75. Bianchi N. [et al.] // *Phys. Let. B* 309, 5 (1993).
76. Kondratyuk L. A., Golubeva E. S. // *Phys. Atom. Nucl.* 61 (1998) 865–874; *Yad. Fiz.* 61 (1998) 951–960.
77. Levchuk M. I., L'vov A. I. *Proc. of Int. Sem. EMIN-2012.* M. P. 35–45.
78. Nedorezov V. G., Pshenichnov I. A. [et al.] // *Preprint INR 0994/98* (1998).
79. A. Ignatov [et al.] // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 61 (2008) 253–259.
80. Bocquet J.-P. [et al.] // *Phys. Rev. Let.* 104 (2010) 241601.
81. Мушкаренков А. Н., Недорезов В. Г. *Электромагнитные взаимодействия ядер.* Изд-во МГУ (2011). 211 с.
82. J. Ahrens [et al.] // *Nucl. Phys. A* 446, 229 (1985).
83. Baskov V. A. [et al.]. *PoS Baldin-ISHEPP-XXI* (2012) 102.
84. Kazakov A. A. *JETP Let.* 40 (1984) 1271–1274; *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 40 (1984) 445–447.
85. Nedorezov V. [et al.] For the GRAAL collaboration. *Book of abstracts of 61th Int. Conf. Nucleus – 2013.*, subm.to *Nucl. Phys.*
86. Виноградов Ю. А. [и др.] // *Ядерная физика.* 1976. № 24. С. 686.
87. Sanabria J. C., Berman B. L., Cetina C. [et al.] // *Phys. Rev. C* 61:034604. С. 2000.
88. Александров Б. М. [и др.] // *Ядерная физика.* 43, 2 (1986) 290.
89. Ivanov D. I. [et al.] // *Sov. J. Nucl. Phys.* 55 (1992) 1464–1469; *Yad. Fiz.* 55 (1992) 2623–2633.

90. Kuznetsov V. L., Lazareva L. E., Nedorezov V. G. [et al.] // Nucl. Phys. A324 (1979) 29.
91. Ivanov D. I. [et al.] // Phys. Atom. Nucl. 58 (1995) 1650–1657; Yad. Fiz. 58 (1995) 1750–1757; Sov. J. Nucl. Phys. 55 (1992) 1–15; Yad. Fiz. 55 (1992) 3–15.
92. Физическая энциклопедия / под ред. А. М. Прохорова, Д. М. Алексеева [и др.]. М. Советская энциклопедия. 1988–1998.
93. Sh. Zh. Akhmadaliev [et al.] // Phys. Rev. C58 (1998) 2844–2850.
94. Delbruk – Novosibirsk.
95. Brushe W., Polikanov S. M. [et al.] // Scientific report GSI 93–1 (1993). P. 67.
96. Greiner D. E., Berman B. L. [et al.] // Phys. Rev. C24 (1981) 4, 1529.
97. Pshenichnov I. A. [et al.] // Eur. Phys. J. A24 (2005) 69; Phys. Rev. 57,4 (1998) 1920–1927.
98. Андреев А. В. [и др.] // Квантовая электроника. 31, 11 (2001) 941–954.
99. Зон Б. А. и Корнев А. С. // ЖЭТФ 137, 5 (2010) 835–841.
100. A. Turinge [et al.] // Proc. of XIII Int. Sem. EMIN-2012. P. 167–170.
101. Leemans [et al.] // Nature Physics 418 (2006) 696–699.
102. Иванов К. А., Недорезов В. Г. [et al.]. Письма в ЭЧАЯ, Дубна (2013), в печ.
103. Ivanov K. A. [et al.] // Contributions to Plasma Physics, 53, 2 (2013) 116–121.
104. Willingale L. [et al.] // Physics of Plasmas 18, 083106 (2011).
105. Kneip S. [et al.] // Appl. Phys. Lett. 99, 093701 (2011).
106. Medical Applications of Synchrotron Radiation / Eds M. Ando, C. Uyama. Tokyo, 1998.
107. URL: <http://www.bnl.gov/rhic>.
108. Шильштейн С.Ш. [и др.] Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 3 (1996) 231–241.
109. URL: www.uni-bonn.de.
110. Antonov A. [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A637: 60–76, 2011.

Научное издание

Недорезов Владимир Георгиевич

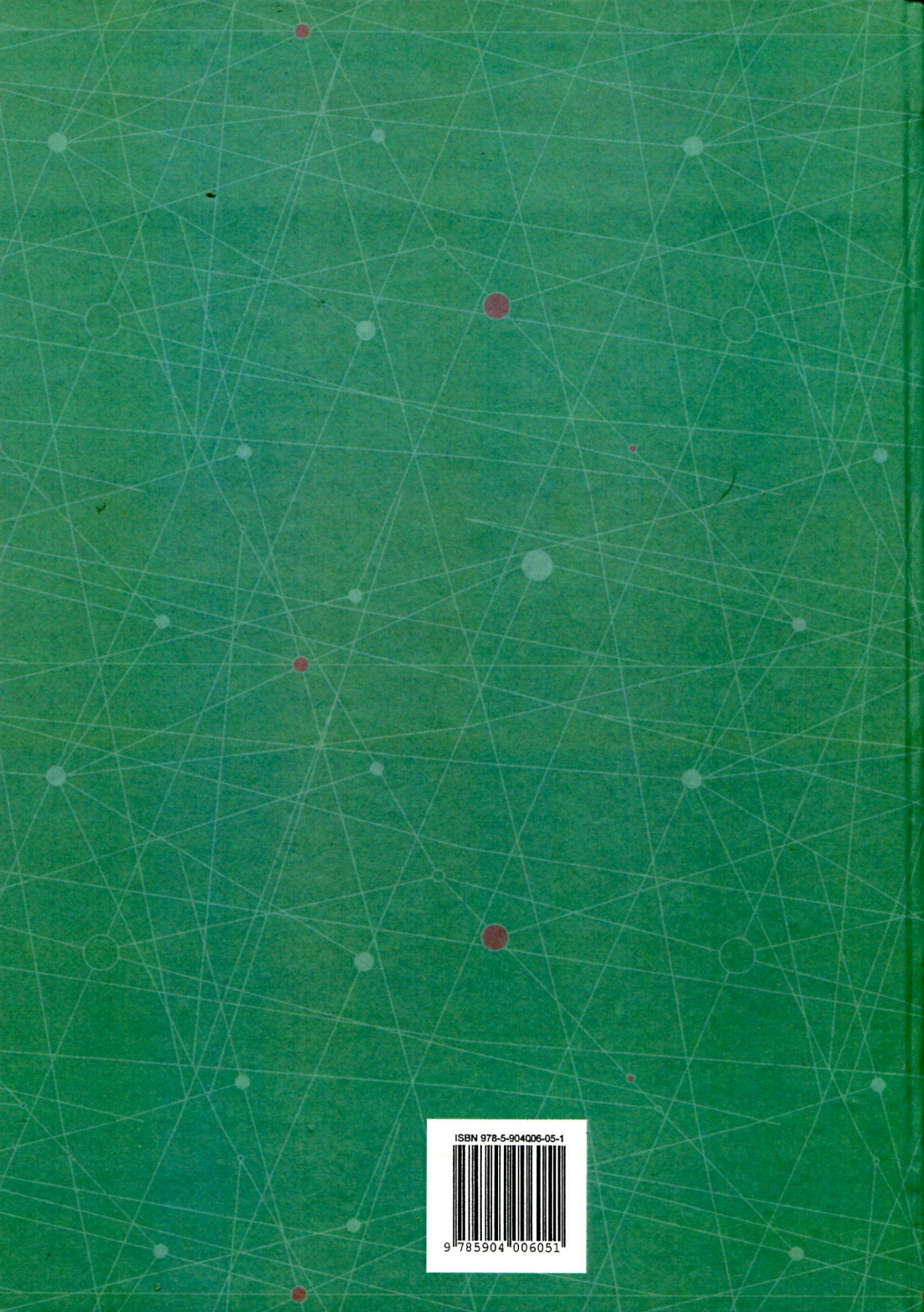
ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ОБЛАСТИ
НУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Редактор И. В. Акимова
Корректор М. Е. Борцова, Е. В. Тихонова
Технический редактор Е. В. Тихонова

Подписано в печать 28.05.2014 г.
Формат 60x84 $\frac{1}{16}$. Гарнитура "Times New Roman".

Печать офсетная.
Усл. печ. л. 9,80. Тираж 250 экз. Заказ 275/134

Отпечатано в ООО «Буква»
410004, г. Саратов, ул. Чернышевского, 50
Тел.:(845-2) 24-85-33.



ISBN 978-5-904006-05-1



9 785904 006051