

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПУЧКАХ ГАММА-КВАНТОВ,
ПОЛУЧАЕМЫХ МЕТОДОМ ОБРАТНОГО
КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ
(по результатам коллаборации GRAAL)

В. Г. Недорезов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований РАН, Москва

ВВЕДЕНИЕ	637
ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ	639
УСТАНОВКА GRAAL. АППАРАТУРНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОМПЬЮТЕРНЫЕ ПРОГРАММЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ. МОДЕЛИРОВАНИЕ	641
ФОНОВЫЕ УСЛОВИЯ	647
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ	649
ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ	653
НОВЫЕ МЕТОДЫ	660
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	670
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	673

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПУЧКАХ ГАММА-КВАНТОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ МЕТОДОМ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ (по результатам коллаборации GRAAL)

В. Г. Недорезов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований РАН, Москва

Дан обзор по экспериментальному исследованию фотоядерных реакций на пучках гамма-квантов средних энергий (от порога рождения мезонов до нескольких ГэВ), получаемых методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронных накопителях. Со времени выхода последнего обзора [10] в рамках этой тематики получены новые данные по спиновой структуре нуклонов, механизмам возбуждения ядер фотонами средних энергий. В настоящем обзоре основное внимание уделено эксперименту GRAAL (GRenoble Accelérateur Anneau Laser), выполненному на накопителе электронов ESRF (European Synchrotron Radiation Facility). Отмечается, что в дополнение к основной поляризационной программе, связанной с высокой степенью поляризации гамма-пучка, комптоновские пучки позволяют измерять полные и парциальные сечения фоторождения мезонов с минимальными систематическими ошибками, позволяют развить новые методы в различных приложениях. Например, обсуждается возможность исследования взаимодействия нестабильных, короткоживущих мезонов с ядрами (метод меченых мезонов). Приведены данные по оценке верхней границы анизотропии скорости света по отношению к диполу реликтового излучения. Отмечается, что новые возможности связаны с уникальными условиями проведения эксперимента на комптоновских гамма-пучках, обеспечивающих жесткий спектр фотонов, высокую степень поляризации пучка, низкий уровень фона.

A review on experimental study of photonuclear reactions using Compton back scattered gamma beams at intermediate energies (from pion photo-production threshold up to some GeV) is given. Last review on this subject was published about 10 years ago, for this period new fundamental results on spin structure of nucleons, photonuclear excitation mechanisms have appeared. Main attention of present review is paid to the GRAAL (GRenoble Accelérateur Anneau Laser) experiment, performed at ESRF (European Synchrotron Radiation Facility). It is shown that in addition to principal polarization experimental program based on high photon polarization degree, new results on different applications have been obtained. For example, total photoabsorption and partial meson photoproduction cross sections were measured with high accuracy, new method to study interaction of unstable mesons with nuclear media (tagged mesons) was proposed. New results on anisotropy of light speed relative to the relict dipole radiation were evaluated. It is shown that new possibilities are based on the Compton back scattering technique providing hard spectrum of photons, high polarization degree, low backgrounds.

PACS: 25.20-x

ВВЕДЕНИЕ

Метод обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах высокой энергии уже более 30 лет широко используется в научных центрах разных стран, включая Россию, Францию, Италию, США, Японию и др. Причиной этому стало высокое качество пучка фотонов, что включает в себя жесткий спектр, высокую степень поляризации, низкий уровень фона.

В настоящем обзоре область энергий комптоновских фотонов ограничена интервалом от порога рождения мезонов до нескольких ГэВ, когда длина волны фотона сравнима с размером нуклона. Она связана с изучением структуры ядра на уровне нуклонных и мезонных степеней свободы. Фотоны средних энергий 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. Поэтому в сечениях фотоядерных реакций отчетливо выделяется резонансная структура, обусловленная возбуждением и распадом нуклонных резонансов.

Следует отметить, что для получения высокого качества пучков в те же годы разрабатывались различные методы, включая аннигиляцию ускоренных позитронов на лету, когерентное излучение электронов в кристаллах и др. Однако наибольшее распространение среди новых методов получил метод обратного комптоновского рассеяния. Этот метод впервые был предложен в 1963 г. в работах [1, 2], где были рассчитаны основные характеристики пучка, получающегося при столкновении лазерных фотонов с электронами. Затем этот метод был экспериментально подтвержден в ФИАН [3] и детально изучен во Фраскати (Италия) [4]. Здесь впервые была создана установка LADONE, на которой пучок комптоновских фотонов стал использоваться в ядерной физике для изучения фотоядерных реакций. Широкое применение метода обратного комптоновского рассеяния в ядерной физике началось в 1985 г. в Новосибирске, где был выполнен цикл работ по исследованию фотопоглощения и фотodelения ядер на установке РОКК (рассеянные обратные комптоновские кванты) [5]. Впоследствии эти работы были продолжены на установке ГАММА в Курчатовском центре синхротронного излучения (КЦСИ) на накопителе электронов «Сибирь-2» [6]. К сожалению, после появления первых публикаций работы на установке ГАММА были остановлены. Зато они стали активно развиваться на зарубежных накопителях. Исследования фотоядерных реакций на комптоновских пучках проводились в Брукхейвене (США) на установке LEGS (Laser Electron Gamma Source) [7], в Гренобле на накопителе ESRF (эксперимент GRAAL — GRenoble Accelérateur Anneau Laser) [8], в Японии на SPring-8 (установка LEPS — Laser Electron Photon Source [9]) и др. Основное внимание уделялось поляризационным экспери-

ментам, потому что комптоновские пучки обеспечивали высокую степень поляризации фотонов. На эту тему в 2004 г. был опубликован обзор [10]. Среди наиболее интересных результатов в этих публикациях отмечались данные по оптической анизотропии нуклонов, связанной с их деформацией, спиновой структуре нуклонов, пучковой асимметрии фоторождения мезонов.

Основным недостатком комптоновского метода получения гамма-пучка считается его невысокая интенсивность. Действительно, на всех указанных выше установках она не превышает 10 МГц, что по крайней мере на порядок ниже интенсивности тормозных пучков, которые продолжают оставаться важным инструментом исследования фотоядерных реакций при средних энергиях (установки SEBAF в США, а также MAMI, ELSA в Германии) и др. Однако следует отметить, что ограничения на интенсивность комптоновских пучков в настоящее время имеют не технический, а, скорее, организационный характер. Дело в том, что они выполняются на электронных накопителях — источниках синхротронного излучения, где одновременно работает большое число пользователей, заинтересованных в максимально большом времени жизни пучка. Лазерные фотоны выбивают электроны с орбиты накопителя, что уменьшает время жизни пучка. По согласованию со всеми пользователями это уменьшение составляет, как правило, величину, не превышающую 15%. При этом мощность лазерного пучка всего несколько ватт. Для получения комптоновских пучков более высокой интенсивности в настоящее время разрабатываются специальные методы с использованием длинноволновых (СО или СО²) лазеров, или лазеров на свободных электронах, которые уже экспериментально доказали свою работоспособность при нагрузках до 10⁹ фотонов/с. [11]. Еще более значительные перспективы могут быть связаны с созданием специализированных накопителей — рециркуляторов, которые могут обеспечить интенсивности комптоновских пучков на уровне 10¹² фотонов/с. По-видимому, создание интенсивных комптоновских пучков — это дело недалекого будущего. При этом, скорее всего, они будут специализированными, например, для медицины, материаловедения и др.

Поскольку в настоящем обзоре речь пойдет об исследовании фотоядерных реакций, нельзя не отметить, что кроме пучка фотонов высокого качества важным условием для получения качественно новых данных стало создание детекторов нового поколения, обладающих высокой эффективностью и большим телесным углом, близким к 4π. Такие детекторы обеспечивают возможность идентификации продуктов реакции с использованием разных методов, включая метод времени пролета. Сочетание этих факторов подняло фотоядерные эксперименты в последние годы на качественно новый уровень.

Почти за двадцать лет работы коллаборацией GRAAL опубликовано более 100 статей. При этом отдельные группы из Рима, Гренобля, Москвы, Катании и др. занимались разными задачами, основанными на общем фактическом материале. Поэтому перед автором настоящего обзора стояла непростая

задача отбора основных результатов. Возможно, оценка некоторых из представленных данных имеет довольно субъективный характер. В частности, не обсуждаются публикации по проблеме пентакварка и некоторые другие, которые не получили достаточного подтверждения. С другой стороны, работы, выполненные российской группой, обсуждаются более подробно, хотя некоторые из них еще находятся в стадии разработки. Например, это относится к методу меченых мезонов, а также к данным по зарядовой независимости полных сечений фотопоглощения. Количество ссылок ограничено оригинальными публикациями, которые легко найти на известных сайтах физики высоких энергий, например, SLAC-HEP. По этой же причине табличные цифровые данные практически исключены из настоящего обзора. При этом основное внимание уделено качественному обсуждению полученных результатов.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Наиболее подробные расчеты различных характеристик пучков комптоновских фотонов можно найти в [12]. Там же приведены предложения и обоснования метода измерения поляризации гамма-пучка (поляриметра на основе рождения e^+e^- -пар на атомных электронах). Следует отметить, что до сих пор прямых экспериментов по измерению поляризации гамма-квантов средних энергий не было сделано. Поэтому результаты измерений поляризационных эффектов полностью основаны на моделировании и расчетах.

Дифференциальное сечение обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах в лабораторной системе (без учета поляризации) можно представить в виде

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

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

Энергия комптоновских квантов однозначно связана с углом рассеяния:

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

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, релятивистский фактор γ имеет величину порядка 10^{-4} и характерный угол не превышает 10^{-4} рад.

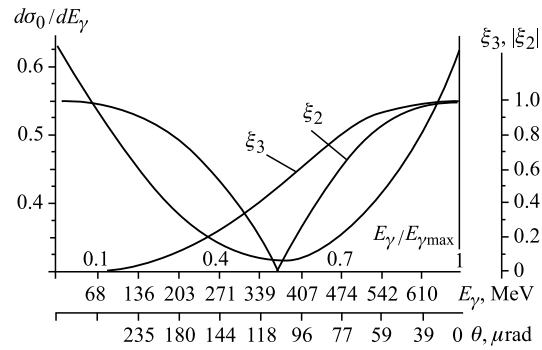


Рис. 1. Спектр $d\sigma_0/dE_\gamma$ (левая шкала) и поляризация (ξ_3 — линейная, ξ_2 — циркулярная) (правая шкала) для обратного комптоновского излучения. По оси абсцисс отложена энергия (верхняя шкала) и угол испускаемых гамма-квантов

Спектр гамма-квантов, который представлен на рис. 1, описывается уравнением

$$\frac{d\sigma_0}{dE_\gamma} = \frac{\pi r_e^2 m_e^2}{2 \omega E_2} \times \left[\frac{m_e^4}{(4\omega^2 - E_\gamma^2)^2} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} - \frac{m_e^2}{\omega E_e} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} + \frac{E_e - E_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_e}{E_e - E_\gamma} \right]. \quad (3)$$

Поляризация комптоновских 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 (x) линейную поляризацию, $\xi_3 = -1$ соответствует вертикальной (y) линейной поляризации, ξ_1 характеризует линейную поляризацию под углом 45° , ξ_2 соответствует циркулярной поляризации

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

Здесь φ означает азимутальный угол, x и y — переменные, определяемые начальным и конечным импульсом фотона (k, k') и электрона (p, p'), $x = 2pk/m^2$, $y = 2pk'/m^2$ соответственно.

Зависимость линейной и циркулярной поляризации гамма-квантов от энергии (вместе со спектром) показана на рис. 1. Видно, что при максимальной энергии, которая соответствует углу рассеяния 180° , степень поляризации равна 100%.

Реализация метода комптоновского рассеяния является довольно сложной экспериментальной задачей. Прежде всего необходимо обеспечить оптимальную фокусировку лазерного луча в месте встречи с электронами в прямолинейной секции электронного накопителя. При этом угловой разброс электронов должен быть достаточно мал, чтобы пучок фотонов в результате имел малую угловую расходимость. То, как эти возможности реализуются на практике, рассмотрим на примере установки GRAAL, созданной на накопителе электронов ESRF (Гренобль, Франция). Одна из первых публикаций о создании установки была сделана в 1993 г. [8]. Затем установка GRAAL многократно описывалась в научных статьях (см. ниже) применительно к конкретным задачам эксперимента. Она соответствует мировому уровню в сравнении с другими аналогичными установками, имеющимися в США, Японии и других странах. Необходимость детального описания этой установки и полученных на ней результатов имеет дополнительное обоснование, потому что совсем недавно эксперименты на пучке были закончены, а установка демонтирована. Огромное количество набранных за почти двадцать лет непрерывной работы на пучке экспериментальных данных требует тщательной обработки. В частности, это касается изучения фоновых условий, которые до сих пор были мало описаны в литературе, но могут служить основой для разработки новых методов, о которых речь пойдет ниже.

УСТАНОВКА GRAAL. АППАРАТУРНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Схема установки GRAAL показана на рис. 2. Гамма-пучок с максимальной энергией 1,5 ГэВ получается в процессе обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах накопителя с энергией 6 ГэВ. При

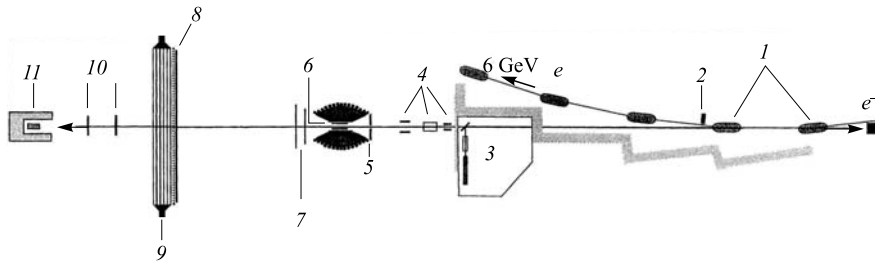


Рис. 2. Основные элементы установки GRAAL: 1 — область взаимодействия лазерных фотонов с электронами накопителя; 2 — система мечения фотонов по энергии; 3 — лазерный бокс; 4 — система формирования и очистки гамма-пучка; 5 — широкоапертурный детектор нейтральных и заряженных частиц; 6 — мишень; 7 — пропорциональные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

этом используется непрерывный аргоновый лазер с перестраиваемой (от зеленого до ультрафиолета) длиной волны.

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 ч 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 [13], показанная на рис. 3. Изменение линейной поляризации осуществляется с помощью поляриметра (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 рис. 2, 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.

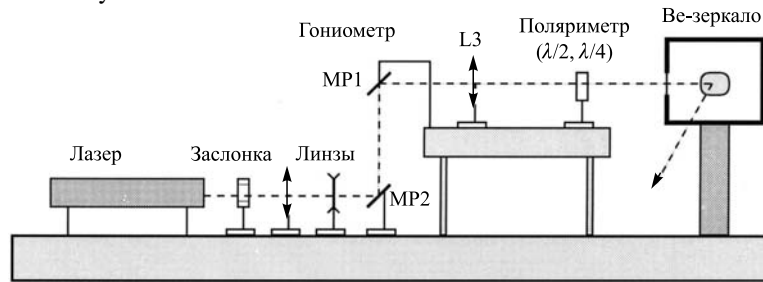


Рис. 3. Оптическая схема формирования лазерного пучка

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:

$$E_{\gamma} = E_e - E_{e'}, \quad (5)$$

где E_e и $E_{e'}$ — начальная и конечная энергия электрона соответственно. Для реализации метода, очевидно, необходима быстродействующая система со-

впадения, которая позволит регистрировать продукты реакции на совпадение с рассеянными электронами.

Система мечения фотонов по энергии на установке GRAAL представляет собой детектор из слоев пластика и кремниевого микрострипового детектора (рис.4). Ее край находится в непосредственной близости от пучка электронов, циркулирующего в накопителе. Поэтому на время инъекции, 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.

Измеренный экспериментально спектр комптоновских фотонов показан на рис. 5.

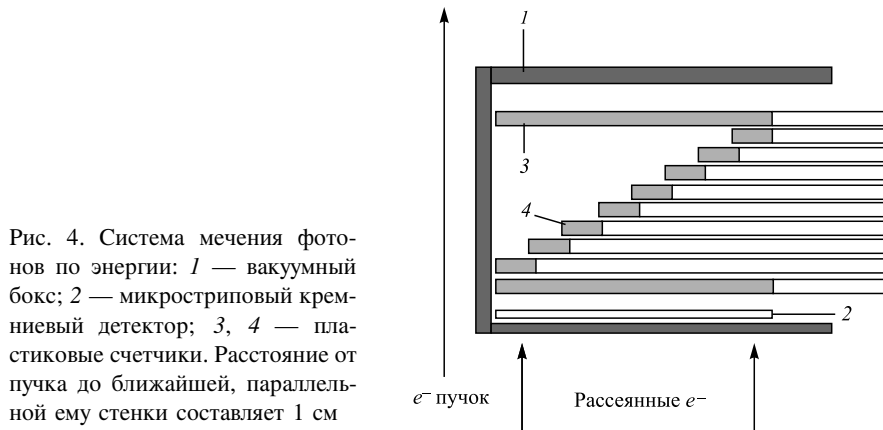


Рис. 4. Система мечения фотонов по энергии: 1 — вакуумный бокс; 2 — микростриповый кремниевый детектор; 3, 4 — пластиковые счетчики. Расстояние от пучка до ближайшей, параллельной ему стенки составляет 1 см

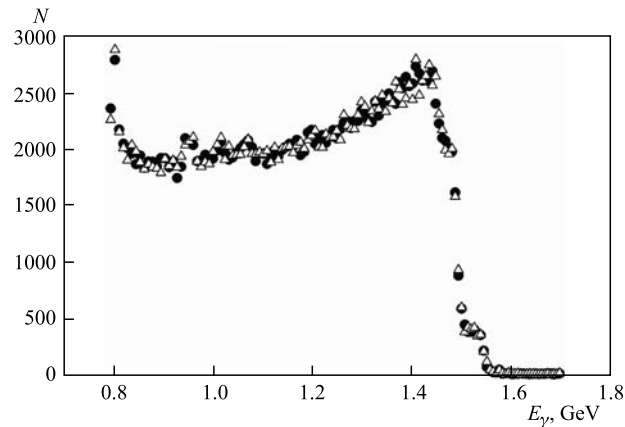


Рис. 5. Энергетический спектр фотонов, измеренный системой мечения в совпадении со «спагетти» и тонким монитором (кружки и треугольники соответственно)

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).

Для абсолютных измерений потока гамма-квантов, прошедших через мишень, используется спектрометр полного поглощения («спагетти»), который представляет собой трубку (стакан) из волоконных сцинтилляторов, между которыми залит свинец. На задней стороне этого стакана установлены четыре фотоумножителя, которые позволяют измерять центр тяжести (определять ось) пучка и полную загрузку. Для измерений относительной дозы пучка, прошедшего через мишень, дополнительно используются два тонких (5 мм) пластиковых счетчика, которые калибруются при малых нагрузках пучка с помощью «спагетти». Эффективность таких счетчиков не превышает 1 %, но в них практически отсутствуют наложения из-за малой загрузки.

В эксперименте GRAAL использовались два типа мишеней: жидкий водород и дейтерий и твердотельный аморфный углерод. Конструкция жидководородной мишени схематично (ее длина менялась в процессе эксперимента от 3 до 12 см) показана на рис. 6. Толщина мишени составляла 6 см (LH и LD) и 8 мм (C). Большая часть времени измерений была уделена водороду и дейтерию, где основной задачей было измерение пучковой асимметрии Σ , что требует очень большой статистики. На угледе измерения были ограничены изучением полных сечений фотопоглощения.

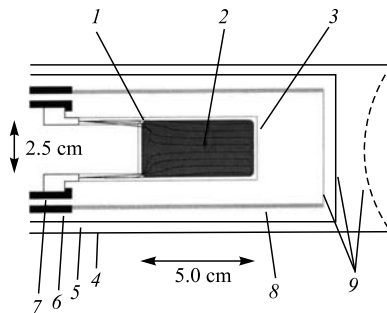
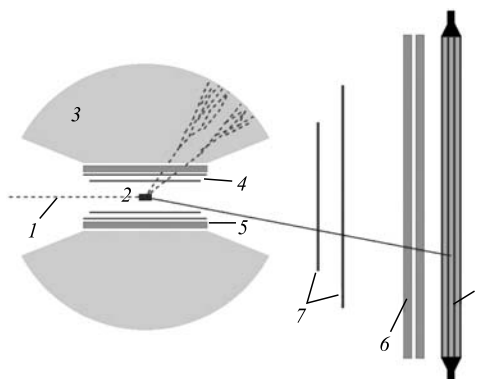


Рис. 6. Схема поляризованной мишени из водорода и дейтерия: 1 — покрытие из Al 25 мкм; 2 — лед HD; 3 — фольга из каптона; 4 — криостат; 5 — хладопровод Cu; 6 — рефрижератор Cu; 7 — магнит; 8 — стакан; 9 — окна из майлара

На установке GRAAL использовался детектор LAGRAN γ E [14] с телесным углом, близким к 4π (рис. 7). 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 мишенью 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).

Рис. 7. 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



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. 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.

Система сбора данных эксперимента GRAAL [15] показана на рис. 8. 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 осуществляется с рабочей станции SUN, связанной с модулем MVME167 посредством соединения Ethernet. 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 $\sim 17,5$ мкс без передачи по Ethernet и записи

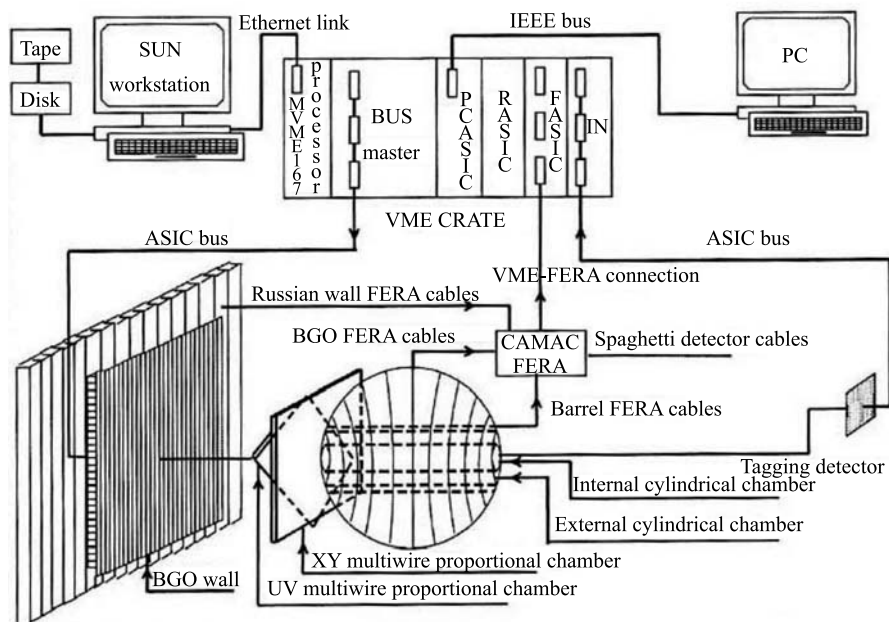


Рис. 8. Система сбора данных установки GRAAL

на DLT-ленту, что соответствует загрузке (поток данных) 23 Мб/с. Скорость Ethernet составляет около 600 кб/с, скорость записи на DLT-ленту ~ 300 кб/с.

В эксперименте поток данных и объем одного события зависят от настроек установки и интенсивности пучка γ -квантов и составляют в среднем около 100 и 500 кб/с 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 трех 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 «Vargel» — более одного. Триггер монитора пучка формируется при совпадении сигнала от системы мечения с сигналом от детектора «Spaghetti» или тонкого монитора.

Более подробно характеристики различных элементов детектора будут показаны при демонстрации различных наблюдаемых, соответствующих измерению полезных и фоновых событий.

КОМПЬЮТЕРНЫЕ ПРОГРАММЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Организация программ анализа данных GRAAL представлена на рис. 9. 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 элементах 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 CERNLib 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, с. 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 LAGRAN γ E. Треком называется геометрически ассоциированная группа событий в детекторах центрального или переднего направлений.

Программа LAGGEN (LAGrange GENerator) использует пакеты программ, описывающие гамма-пучок, детектор системы мечения, элементы детектора LAGRAN γ E, а также базу данных CHANNEL.MAT, в которой хранятся имеющиеся литературные данные по сечениям, угловым распределениям, асим-

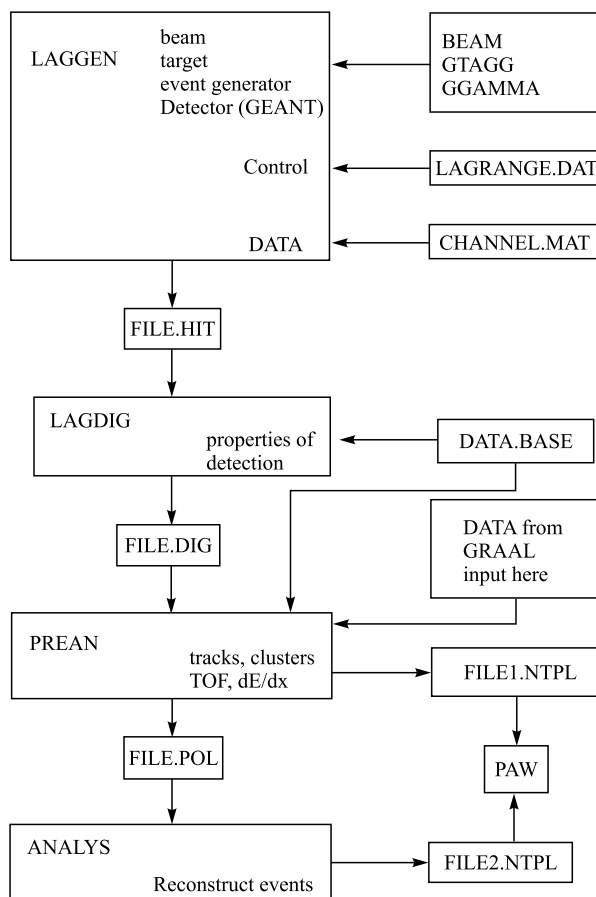


Рис. 9. Программное обеспечение установки GRAAL (см. текст)

метриям и другим известным характеристикам изучаемых процессов. Смоделированные файлы обрабатываются далее программой LAGDIG (LAGrange DIGital), которая приводит их к виду, похожему на результат эксперимента, т. е. 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 [16]. 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 LAGRAN γ E 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, использующего 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.

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 [17]. 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 (рис. 10).

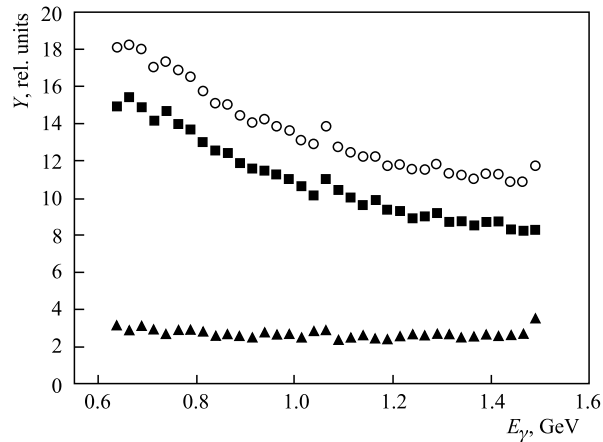


Рис. 10. Полный адронный выход из мишени ^{12}C , без мишени и их разность: кружки, треугольники и квадраты соответственно

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%.

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 « m_{clus} ») зависит от типа частиц. Для фотонов, создающих ливни, размер кластера максимален (средний $m_{\text{clus}} = 5$). Наименьший размер кластера соответствует нейтронам ($m_{\text{clus}} = 1$), 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 m_{clus} 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. 11). Те же самые выводы можно сделать, анализируя переменную E_{BGO} (полное энергосодержание в кластере). При большом размере кластера полная энергия доходит до 6 ГэВ, что соответствует энергии электронов в накопителе. Ограничивая размер кластера величиной $m_{clus} = 7$, можно практически полностью исключить электромагнитный фон в BGO из полного выхода.

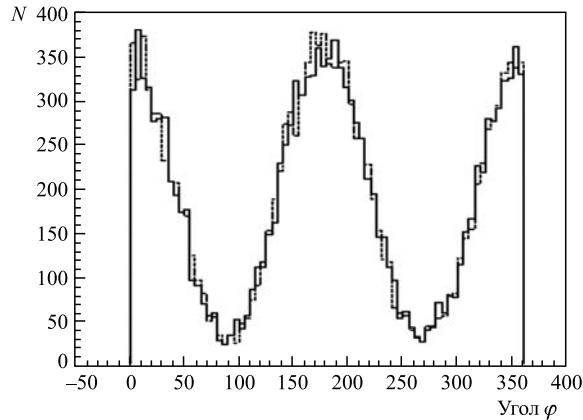


Рис. 11. Азимутальное распределение событий в BGO без ограничений на размер кластера

На рис. 12 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 которого 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° (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.

В направлении вперед электромагнитный фон сосредоточен вблизи оси пучка. В угловом распределении виден узкий пик, расположенный в пределах 20 см от оси пучка. На рис. 13 показана структура этого фона, полученная

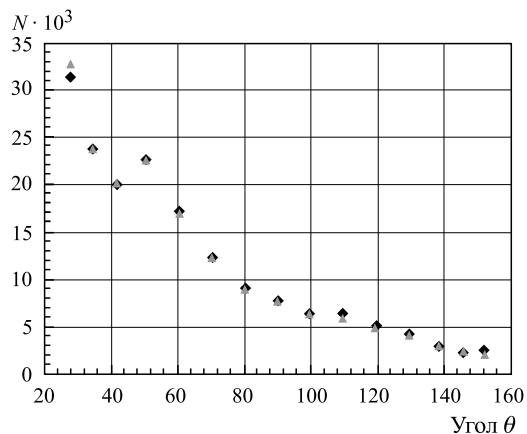


Рис. 12. Угловое (азимутальное) распределение полного выхода адронных событий из протонной мишени из данных эксперимента (ромбы) и моделирования (треугольники). Экспериментальные точки получены вычитанием фона, измеренного с помощью пустой мишени

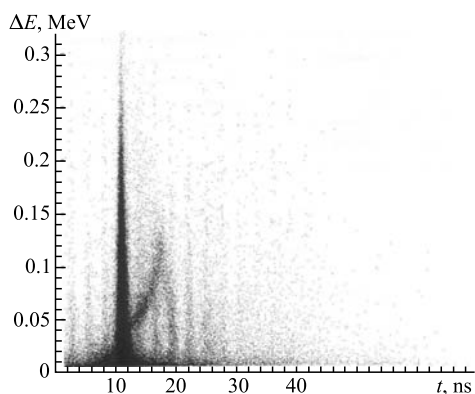


Рис. 13. Распределение энергетических потерь (ΔE) в зависимости от времени пролета (t) в ливневом калориметре

путем измерения двухмерного 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-стоп 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 рис. 13 отчетливо разделяются нуклоны отдачи от быстрых электронов и пионов, при этом при малых ΔE видны отдельные сгустки от пучка электронов.

Наиболее заметным доказательством низкого уровня фона служит отношение сигнал–фон, показанное на рис. 14. 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.

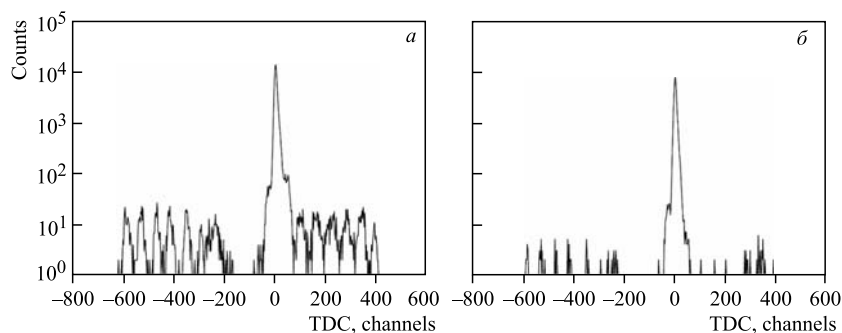


Рис. 14. Временные спектры системы мечения, запускаемой детектором «спагетти»: *a* — без ограничений, *б* — с дополнительными совпадениями с пластиковых счетчиков мечения

Из рис. 14, *б* видно, что отношение истинных и случайных совпадений можно улучшить примерно на порядок, если ввести дополнительные совпадения с пластиковых счетчиков и убрать таким образом рассеянный фон. Эффективность регистрации электронов в системе мечения при этом уменьшится, но на абсолютные значения результатов измерений это не повлияет, потому что отбор событий и измерение потоков проводятся с одинаковыми условиями отбора.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

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 η -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 [18–22].

К настоящему времени на установке GRAAL исследована пучковая асимметрия Σ для четырех реакций фоторождения пионов на протоне и нейтроне: $\gamma p \Rightarrow \pi^0 p$ [23], $\gamma p \Rightarrow \pi^+ n$ [24, 25], $\gamma n \Rightarrow \pi^0 n$ [26], $\gamma n \Rightarrow \pi^- p$ [27], а также фоторождения η -мезонов $\gamma p \Rightarrow \eta p$ [28], $\gamma n \Rightarrow \eta n$ [29]. Эксперименты на протоне и нейтроне для каждого конечного состояния по изоспину позволили определить все переходные амплитуды. Дополнительная информация была получена для реакций одновременного двойного рождения мезонов $\pi^0 \eta$ [30], $\pi^0 \pi^0$ [31]. Первые предварительные результаты опубликованы недавно для реакции с фоторождением η' -мезона [32]. Имеются также обзорные статьи по фоторождению псевдоскалярных мезонов [33, 34].

Для идентификации исследуемой реакции использовались стандартные кинематические методы. Прямым путем измерялась энергия падающих фотонов, E_γ , энергия протонов (в детекторе VGO 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 $\gamma n \Rightarrow \pi^- p$ определялась посредством соотношения $E_{\pi^-} = E_\gamma + M_n - E_p$, а энергия нейтрона для реакции $\gamma n \Rightarrow \pi^- p$ — 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 разделе, посвященном исследованию сечений парциальных реакций.

Рассмотрим процедуру измерения асимметрии на примере исследования реакции $\gamma p \Rightarrow \eta p$ [28]. Прежде всего все отобранные события делятся по интервалам (E , $\theta_{\text{см}}$ и φ), где E — энергия фотонов, θ , φ — полярный и азимутальные углы в с. ц. м. Пучковая асимметрия извлекается из азимутальной зависимости, которая аппроксимируется следующим выражением:

$$[N_V(\varphi) - N_H(\varphi)]/[N_V(\varphi) + N_H(\varphi)] = P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi, \quad (6)$$

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

Источником систематических ошибок при измерении пучковой асимметрии, а также дифференциальных сечений являются два основных фактора: точность юстировки пучка на мишени и 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 превышает 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, т. е. в перекрывающихся энергетических диапазонах: для зеленой линии 500–1100 МэВ, для ультрафиолетовой 700–1500 МэВ.

Результаты измерений дифференциальных сечений для реакции $\gamma p \Rightarrow \eta p$ в сравнении с данными CLAS и CB-ELSA показаны на рис. 15 в качестве примера.

Пучковая асимметрия Σ для разных диапазонов энергий η -мезонов приведена на рис. 16. Основной вывод, который можно сделать на основе этих данных, состоит в удовлетворительном согласии моделей мультипольного анализа с экспериментом.

Полная база данных содержит огромное количество таблиц и рисунков, потому что результаты получены для большого числа энергетических интервалов и углов. Однако приводить эту базу полностью в настоящем обзоре 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 MAID [35] и SAID [36]. У нас в России фотоядерные данные можно найти на сайте ЦДФЭ НИИЯФ МГУ [37]. Поэтому здесь мы отметим только основные качественные результаты проведенных исследований. Они состоят в следующем.

Во-первых, асимметрии для свободных и связанных протонов (дейтронная мишень) для всех исследованных каналов оказались очень похожи между собой. Это означает, что ферми-движение нуклонов в ядре дейтерия и другие ядерные эффекты слабо влияют на спиновые свойства нуклона. В [25] импульсное распределение Ферми для нейтрона было определено экспериментально (рис. 17). Это возможно благодаря тому, что в двухчастичной кинематике число наблюдаемых переменных переопределено и можно рассчитать энергию нуклона по другим наблюдаемым, например, зная энергию угла вылета пионов и нуклонов и энергию фотонов. На рис. 17 результаты измерений сравниваются с расчетом, основанным на использовании парижского потенциала.

Во-вторых, между протонами и нейтронами существуют определенные различия в парциальных каналах фоторождения мезонов, описываемые в рам-

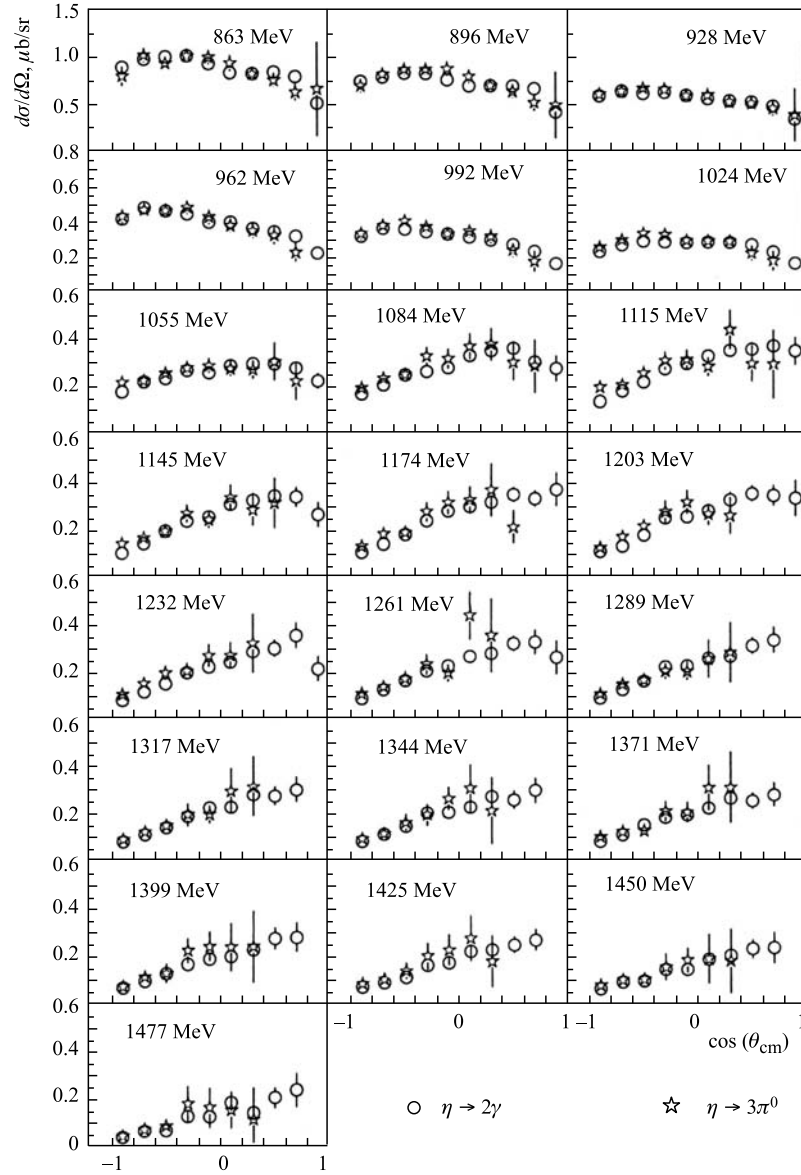


Рис. 15. Дифференциальные сечения фоторождения η -мезонов на протоне для разных энергетических интервалов в диапазоне 850–1500 МэВ

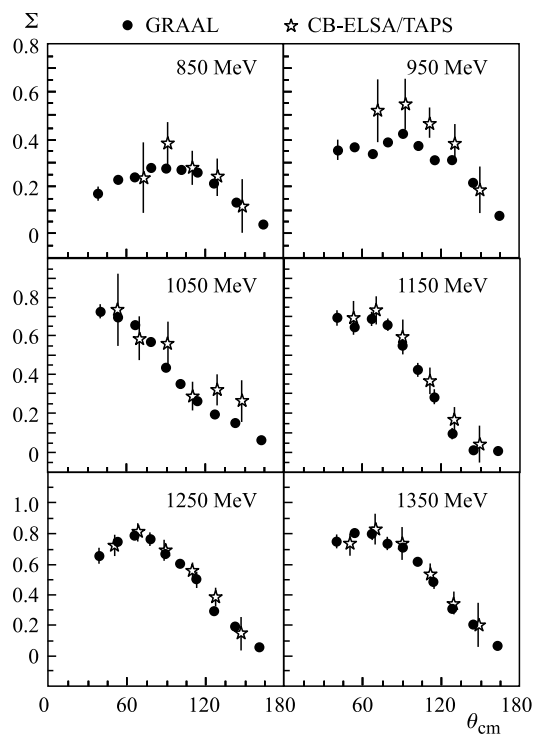


Рис. 16. Пучковая асимметрия Σ фоторождения η -мезонов на протоне. Точки — данные GRAAL, звездочки — данные CB-ELSA/TAPS (Бонн)

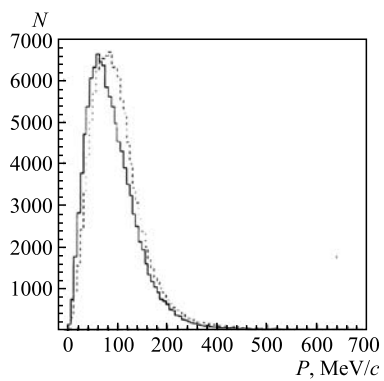


Рис. 17. Измеренное экспериментально импульсное ферми-распределение для нейтрона в дейтроне (сплошная кривая). Пунктирная кривая — результат расчета по модели с парижским потенциалом

как 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

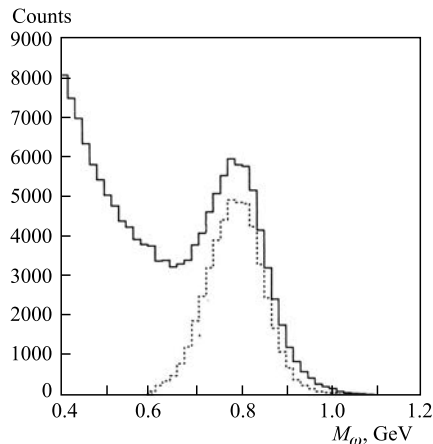


Рис. 18. Инвариантная масса ω -мезона до кинематических ограничений (сплошная кривая) и после них (пунктирная кривая)

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 [38]; 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). Также впервые получены данные на нейтроне (дейтронная мишень). Отбор событий проводился стандартным способом с учетом кинематики процесса. Качество отбора событий можно видеть на рис. 18, где показана инвариантная масса ω -мезона до и после кинематических ограничений.

Результаты измерений показаны на рис. 19, 20.

Основной вывод, который сделан на основе полученных данных, состоит в том, что асимметрия реакции фоторождения ω -мезонов на нейтроне существенно меньше, чем на протоне. Это говорит о том, что механизмы этих реакций существенно различаются. На рис. 20 результаты измерений сравниваются с результатами других работ (CB-ELSA/TAPS) [39] и теоретическими предсказаниями [40], имеющимися для свободного нуклона. В целом, данных по асимметрии фоторождения векторных мезонов еще мало, и эти исследования будут продолжаться.

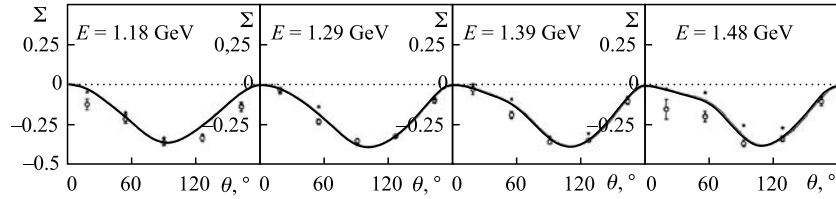


Рис. 19. Пучковая асимметрия Σ для реакции фоторождения ω -мезона на протоне при регистрации радиационного распада (кружки) и распада на три пиона (квадраты). Кривые — результат расчета по модели Zhao [40]

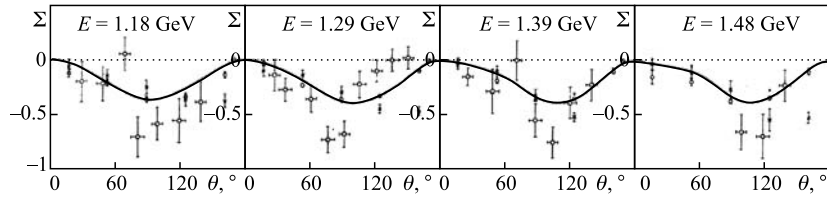


Рис. 20. Сравнение результатов измерений пучковой асимметрии Σ для реакции фоторождения ω -мезона на протоне при регистрации радиационного распада (кружки) и распада на три пиона (темные квадраты). Светлые квадраты — данные CB-ELSA/TAPS (Бонн)

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 попытка изучения поляризации продуктов реакции $K + \Lambda$ на протоне [41], 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 реакции $K + \Lambda$ на протоне: O_x , O_z , T в области энергий от порога до 1500 МэВ и области полярных углов от 30 до 140°. Эти значения после отбора соответствующих событий, связанных с фоторождением K^+ -мезонов, извлекались из угловых распределений. При этом использовался следующий формализм:

$$\rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left[1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_\gamma + \sigma_{x'} P_\gamma O_x \sin 2\varphi_\gamma + \sigma_{y'} (P - P_\gamma T \cos 2\varphi_\gamma) + \sigma_{z'} P_\gamma O_z \sin 2\varphi_\gamma \right], \quad (7)$$

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.

Основные выводы, которые можно сделать для фоторождения $K + \Lambda$ на протоне, практически мало отличаются от тех, которые были сделаны выше для фоторождения 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 с 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 [42].

Более глобальная информация о свойствах электромагнитных взаимодействий ядер, как будет показано ниже, может быть получена 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.

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

Как уже отмечалось, дифференциальные сечения для основных парциальных каналов фоторождения мезонов изучены к настоящему времени достаточно подробно (см., например, MAID-2007 [36]). Так же как и поляризационные наблюдаемые, они составляют огромную базу данных, потому что измеряются для достаточно узких интервалов углов и энергий. Мультипольный анализ и различные динамические модели дают надежную спектроскопическую информацию, но останавливаться на ней подробно в настоящем обзоре нет возможности и необходимости, потому что эта информация имеет довольно узконаправленный характер. При переходе к полным парциальным

сечениям можно получать более общую информацию о свойствах нуклонных резонансов.

Среди последних результатов на эту тему можно отметить сечения фоторождения η -мезонов на протоне и нейтроне. Исследование фоторождения η -мезонов представляет дополнительный интерес благодаря возможности образования ηN -состояний, имеющих изоспин $1/2$. Изучение возбужденных нуклонных резонансов с тем же изоспином, который имеют основные состояния нуклона, упрощает теоретические предсказания и служит хорошим способом проверки существующих моделей. Важным обстоятельством является также минимальный вклад нерезонансного фона в ηN -канале по сравнению с фоторождением пионов или каонов.

Указанные особенности реакций $\gamma N \rightarrow \eta N$ уже стимулировали активное изучение $S_{11}(1535)$ резонанса. Новые данные GRAAL существенно дополнили эти исследования, особенно для фоторождения η -мезонов на нейтроне. При этом по ходу исследований фоторождения ηN -состояний в разных публикациях появлялись сообщения об обнаружении экзотического пика в инвариантной массе системы $\eta-n$ при энергии $W = 1,65$ ГэВ и увеличение выхода нейтронов по отношению к протонам при энергиях выше области S_{11} резонанса. Однако эти результаты не получили в дальнейшем подтверждения, и поэтому мы их здесь не приводим. В настоящем обзоре более подробно остановимся на изучении полных сечений фотопоглощения на протоне и нейтроне, что дает наиболее общую информацию о свойствах нуклонных резонансов и механизмах фотопоглощения.

Потребность в новых, уточненных экспериментальных данных по полному сечению фотопоглощения на протоне и нейтроне в рассматриваемой области энергий достаточно велика. В частности, они нужны для сравнения полных сечений на свободных и связанных нуклонах и для изучения влияния ядерной среды на характер элементарных процессов. Особенно это касается тяжелых ядер, где было обнаружено отличие полных сечений от «универсальной кривой» [43]. Существующие данные по полным сечениям фотопоглощения выше 800 МэВ очень ограничены, поэтому необходимы новые прецизионные результаты. В работе GRAAL, посвященной измерению полного сечения фотопоглощения на протоне при энергиях от 500 до 1500 МэВ [44], для улучшения точности и уменьшения систематических ошибок использовались два разных метода. Во-первых, это был метод прямого вычитания фона от пустой мишени, во-вторых, — метод суммирования парциальных реакций. Оба этих метода использовались ранее в экспериментах с тормозными пучками. Первый метод был разработан во Фраскати [45] с использованием широкоапертурного NaI(Tl)-детектора. Второй метод использовался в Майнце в измерениях на протоне и дейтроне при энергии до 800 МэВ на детекторе DAPHNE [46]. В настоящей работе использовалась похожая методика, но в упрощенном виде, что стало возможным благодаря высокому качеству пучка.

Метод вычитания, как показано выше, 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

$$Y = N_{\gamma}(E_{\gamma})N_t\sigma(E_{\gamma})\varepsilon, \quad (8)$$

где N_t — число протонов в мишени (жидкий водород толщиной 6 см соответствует $2,568 \cdot 10^{23}$ протонов/см²); $N_{\gamma}(E_{\gamma})$ — поток гамма-квантов, прошедших через мишень; $\sigma(E_{\gamma})$ — полное сечение фотопоглощения; ε — эффективность регистрации, которая оценивается посредством моделирования.

Полное число адронных событий, набранных в течение одного дня, составляло около 10^7 и было достаточным для получения статистической точности не хуже 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 определялась с помощью моделирования по методу Монте-Карло с использованием программы GEANT. Результаты моделирования показывают, что эффективность слабо зависит от порога триггера 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 энергии. Полные ошибки измерений приведены ниже после сравнения с результатами, полученными независимо методом суммирования парциальных реакций.

Результаты измерений для протонной мишени, полученные методом вычитания [46], представлены на рис. 21 в сравнении с имеющимися литературными данными. Статистические ошибки не превосходят размеров точки. Видно, что ниже 800 МэВ данные GRAAL находятся в хорошем согласии с другими данными во всем энергетическом диапазоне.

Для дейтрона в отличие от протона результаты GRAAL [47] оказались неожиданными (рис. 22). Хотя различие с данными Армстронга на первый взгляд может показаться незначительным, на самом деле оно имеет принципиальные последствия, потому что из дейтронных данных получается полное сечение фотопоглощения для нейтрона. При этом для корректного вычита-

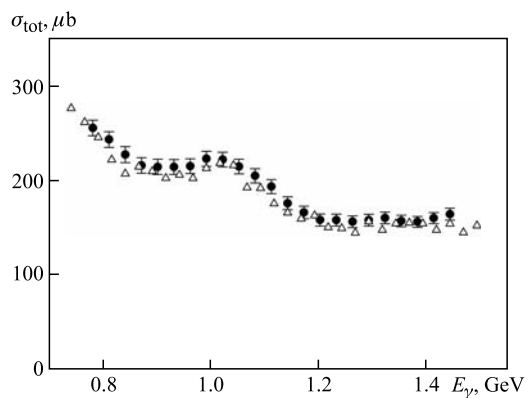


Рис. 21. Полное сечение фотопоглощения на протоне. Круги и треугольники — данные GRAAL и Армстронга [47] соответственно

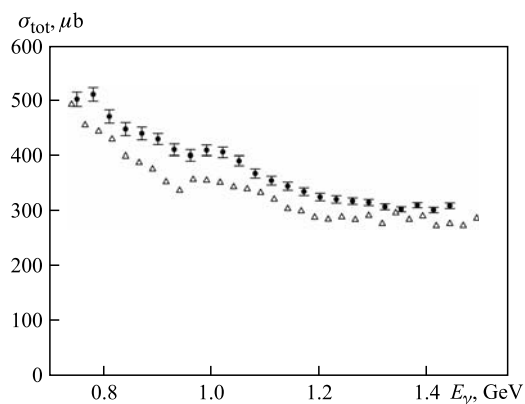


Рис. 22. Полное сечение фотопоглощения на дейтроне. Круги и треугольники — данные GRAAL и Армстронга [48] соответственно

ния протона производится сглаживание его сечения по импульсному ферми-распределению. Результат воздействия этой процедуры, впервые полученный Армстронгом, показан на рис. 23. Видно, что для дейтрона эта поправка очень мала и не влияет практически на результат вычитания (рис. 24).

Согласно новым данным полное сечение фотопоглощения на нейтроне оказалось равным полному сечению фотопоглощения на протоне как по форме, так и по абсолютной величине. На основании этого результата можно сделать вывод, что принцип зарядовой независимости полных сечений фотопоглощения справедлив не только в асимптотической области, как пола-

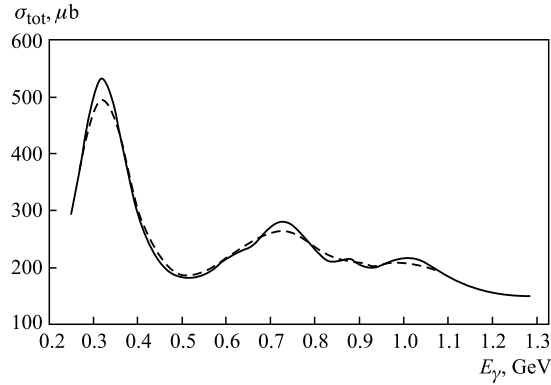


Рис. 23. Сплошная кривая — полное сечение фотопоглощения на свободном протоне, штриховая — с учетом сглаживания по импульсному ферми-распределению [48]

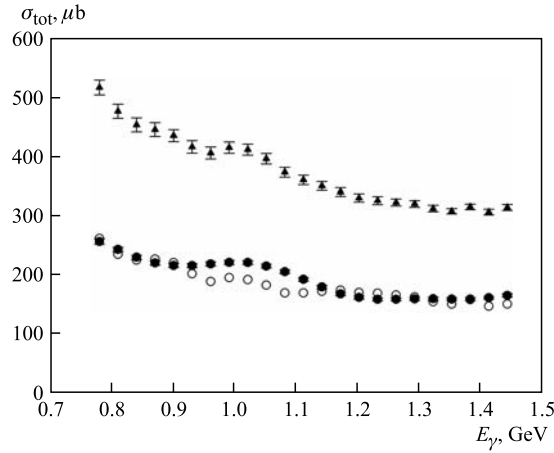


Рис. 24. Полное сечение фотопоглощения на дейтроне (треугольники), на протоне с учетом ферми-движения (темные кружки) и их разность, соответствующая полному сечению фотопоглощения на нейтроне (светлые кружки)

гали ранее, но и в резонансной области энергии фотонов. На рис. 25 видно, о каком различии говорили ранее, и как ситуация выглядит теперь: сплошная кривая, соответствующая протону, практически совпадает с нейтронными точками.

Результаты измерений для ядра углерода показаны на рис. 26. Видно, что данные GRAAL хорошо согласуются с данными других авторов [48, 49], при этом разброс точек существенно уменьшился. Сравнение полных сечений

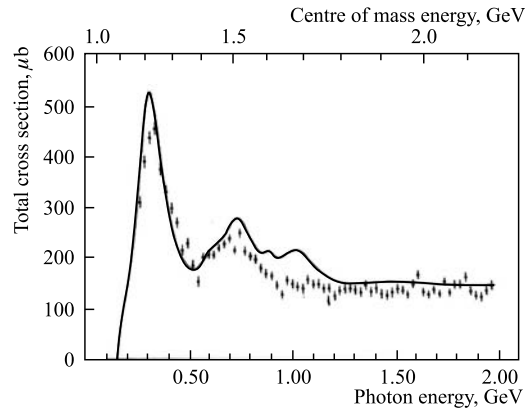


Рис. 25. Полное сечение фотопоглощения на нейтроне: старые данные — точки (Армстронг [48]); новые данные — сплошная кривая, совпадающая с полным сечением фотопоглощения на протоне

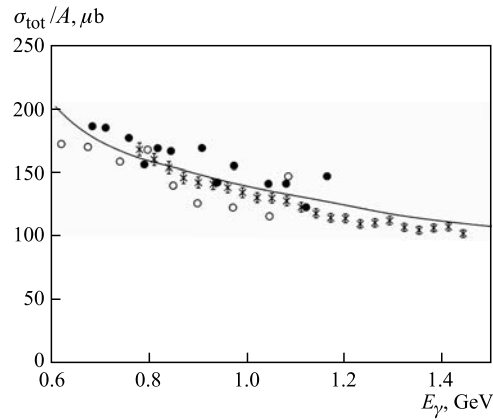


Рис. 26. Полное сечение фотопоглощения на ядре ^{12}C по данным GRAAL (крестики), работ [49] и [50] (темные и светлые кружки соответственно). Сплошной кривой показана универсальная кривая [51]

для протона, дейтрона и углерода (рис. 27) показывает, что влияние ядерной среды в случае ядра углерода становится заметным, поскольку различие в абсолютных значениях сечений достигает 30%. Такое различие нельзя объяснить только влиянием ферми-сглаживания. Очевидно, существенную роль могут играть процессы поглощения рождающихся мезонов в ядерной среде и другие ядерные эффекты. Этот вопрос пока открыт для дальнейших исследований как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения.

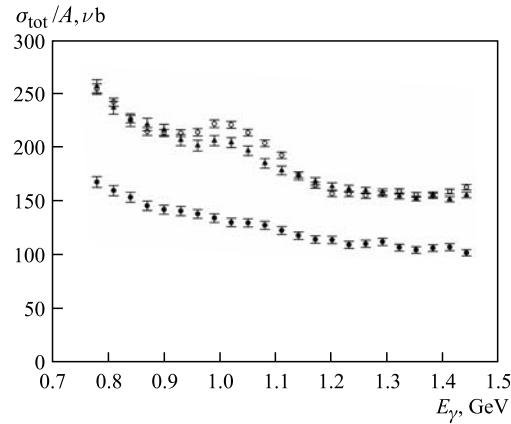


Рис. 27. Данные GRAAL по полным сечениям фотопоглощения на протоне, дейтроне и ядре ^{12}C (светлые кружки, треугольники и темные кружки соответственно), нормированные на число нуклонов в ядре

Сплошной кривой на рис. 26 показана так называемая универсальная кривая [50], которая представляет собой усредненное по всем ядрам от лития до урана полное сечение фотопоглощения, нормированное на число нуклонов в ядре. Эта экспериментальная зависимость хорошо согласовалась с расчетной, полученной на основе реперных данных по протону и нейтрону как произведение сечения на число протонов и нейтронов в ядре. Заметное отклонение от этой зависимости (за пределами ошибок измерений) видно только в области самых тяжелых ядер [51], но обсуждение этой проблемы выходит за рамки настоящего обзора.

Для проверки данных по полным сечениям фотопоглощения, полученных методом вычитания фона, в [52] была сделана попытка определения полных сечений методом суммирования парциальных реакций. Дополнительной мотивацией служило то, что парциальные сечения по литературным данным заметно различаются на протоне и нейтроне, а вот полные сечения оказались одинаковыми.

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.

Отбор событий проводился на основе прямых измерений кинематических переменных, включая энергию падающего фотона E_γ , энергию протона отдачи E_p , полярного и азимутального углов протона θ_p и φ_p и мезона θ_π и ϕ_π . Инвариантная масса π^0 - и η -мезонов восстанавливалась путем измерения гамма-квантов от их распада.

Идентификация частиц проводилась в центральной области детектора в диапазоне углов $25 < \theta < 155^\circ$, как показано на рис. 28.

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 позволил 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 рис. 29, 30 показана разность между измеренным и расчетным углом вылета нуклонов отдачи из реакции $\gamma n \Rightarrow p\pi^-$ и энергий нуклонов отдачи для реакции $\gamma p \Rightarrow n\pi^+$ соответственно. Вертикальными линиями показаны ограничения при отборе событий.

Результаты измерений парциальных сечений фоторождения мезонов для свободного и связанного протона, а также нейтрона (дейтронная мишень) показаны на рис. 31. Видно, что сечения для разных парциальных каналов заметно различаются между собой.

Результаты измерений, полученные методом суммирования парциальных реакций для свободного протона, показаны на рис. 32. Как видно, данные,

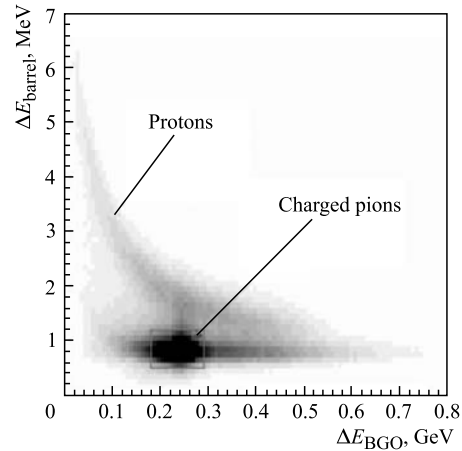


Рис. 28. Разделение протонов и заряженных пионов в детекторе BGO

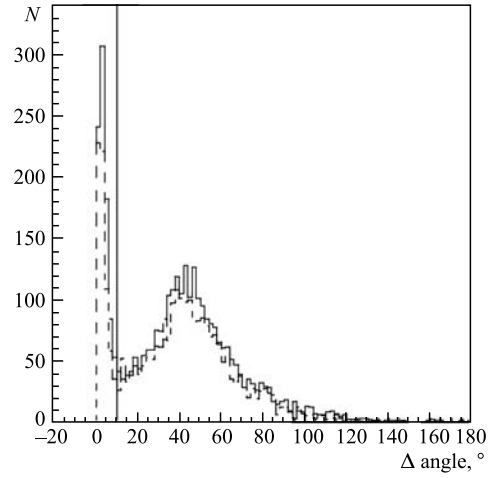


Рис. 29. Угол между расчетным и измеренным направлениями вылета нуклона отдачи для реакции $\gamma n \Rightarrow p\pi^-$

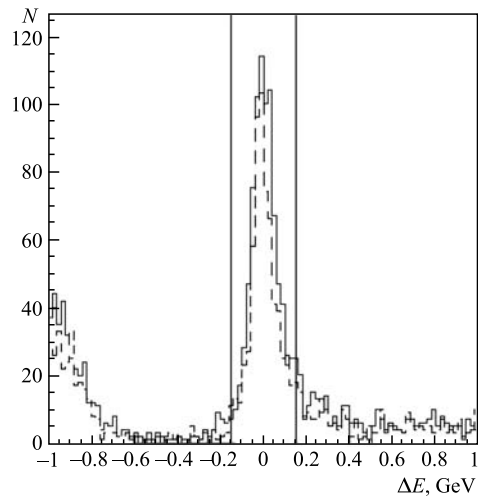


Рис. 30. Разность между расчетной и измеренной энергией протона отдачи в переднем направлении для реакции $\gamma n \Rightarrow p\pi^-$

полученные двумя разными методами, отличаются не более чем на 5% при энергии гамма-квантов до ~ 1 ГэВ. 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

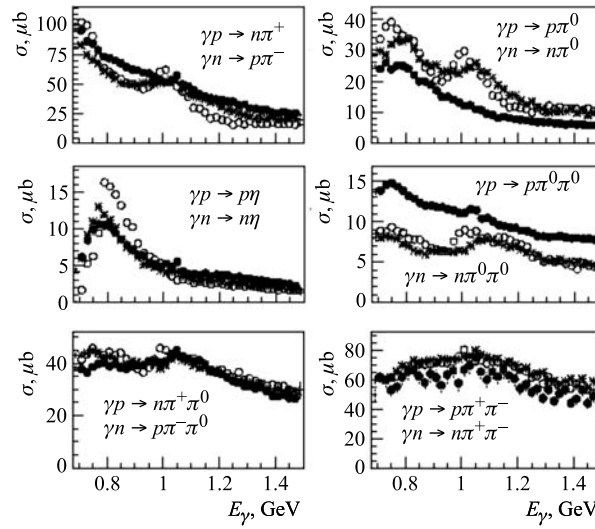


Рис. 31. Парциальные сечения для одиночного и двойного рождения π - и η -мезонов на квазисвободных протонах (звездочки), нейтронах (темные кружки) и свободных протонах (светлые кружки)

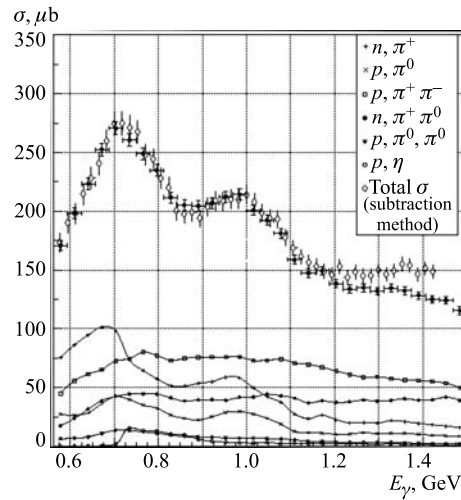


Рис. 32. Полные сечения фотопоглощения на протоне, измеренные методом вычитания (светлые кружки) и суммирования парциальных реакций (темные кружки)

образом, полученные результаты показывают возможность измерения парциальных и полных сечений на установке GRAAL с высокой точностью и подтверждают данные, полученные методом вычитания фона.

Резюмируя полученные новые данные по полным сечениям, можно сказать, что основной вывод состоит в том, что принцип зарядовой независимости полных сечений справедлив не только в асимптотической области, но и в области нуклонных резонансов. Возможно, это указывает на существование входных состояний (возбужденных нуклонов), которые одинаковы для протонов и нейтронов.

НОВЫЕ МЕТОДЫ

Современное качество эксперимента и разработанные методы анализа экспериментальных данных позволили по-новому 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

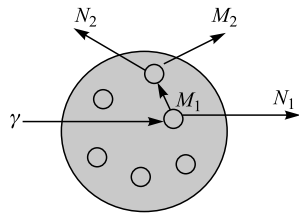


Рис. 33. Схема механизма взаимодействия фотона с квазисвободными нуклонами

отдачи разделять фоторождение пионов и других мезонов. Этот метод по аналогии с рассеянием электронов получил название «меченые мезоны» [53]. 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 рис. 33, где показана возможность взаимодействия родившегося мезона и нуклонов отдачи с нуклонами ядра. Разделение реакций по нуклону отдачи возможно, поскольку различие в массах мезонов, например, пионов и η -мезонов, существенно выше, чем разрешение по импульсу нуклонов отдачи с учетом ферми-движения нуклонов в ядре.

Моделирование двухмерных гистограмм с использованием кинематических переменных показывает, что при определенных условиях различные каналы реакций хорошо разделяются друг от друга. На рис. 34 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.

Основным признаком наличия упругого взаимодействия в этом случае будет отклонение угла вылета мезона от кинематически заданного направления:

$$\Delta\theta_M = \theta_M \operatorname{cal}(E_\gamma, \theta_p) - \theta_M \operatorname{exp}. \quad (9)$$

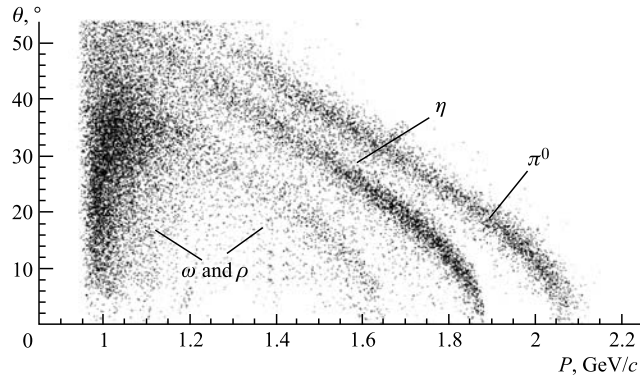


Рис. 34. Корреляция между импульсом нуклона отдачи и его углом вылета при энергии падающих фотонов $E_\gamma = 1,4-1,5$ ГэВ

На установке GRAAL пока получены только предварительные результаты на самой легкой (дейтронной) мишени. В частности, обнаружено уширение углового распределения вылета η -мезонов, что указывает на возможность существования таких процессов.

Более общей проблемой в связи с этим является 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.

На рис. 35 показаны первые экспериментальные результаты, показывающие возможность изучения неупругих взаимодействий короткоживущих пионов и η -мезонов с ядром в сравнении с результатами моделирования.

Верхняя полоса на рис. 35 соответствует вылету пионов, нижняя — вылету η -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 [53], позволяет определить вероятность вторичных процессов, когда мезон или нуклон отдачи взаимодействует с нуклонами ядра. В работе показано, что вероятность вылета нуклонов отдачи вперед, когда им передается большая часть импульса налетающей частицы, близка к 100%. При этом вероятность вторичных взаимодействий нуклона отдачи с ядром при данных кинематических условиях довольно мала, следовательно, нуклон несет однозначную информацию о типе происшедшей реакции.

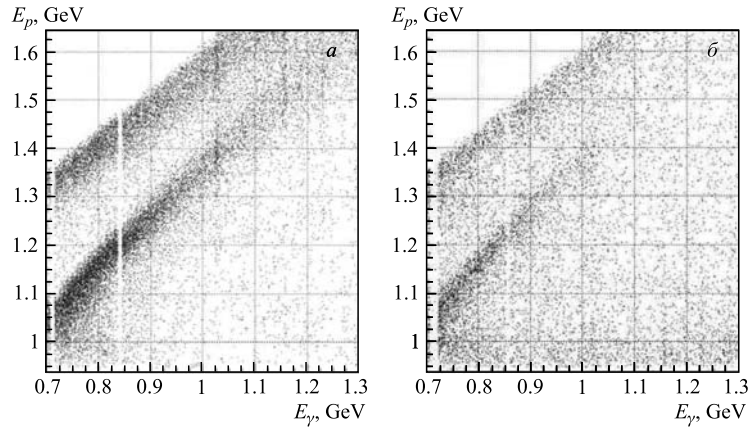


Рис. 35. Распределение энергий нуклонов отдачи в зависимости от энергии фотонов. Угол вылета нуклонов ограничен в пределах $2^\circ < \theta < 10^\circ$. *a*) Результат моделирования, *б*) экспериментальные данные

Все приведенные результаты по методу меченых мезонов носят предварительный характер. Однако они однозначно указывают на перспективы исследований фоторождения мезонов в ядрах. Обзорную статью на эту тему можно найти в [54].

Другим новым методом использования пучков гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния, стало измерение анизотропии скорости света по отношению к диполю реликтового излучения. В работе [54], выполненной по предложению В. Г. Гурзаяна на установке GRAAL, было отмечено, что в случае обратного комптоновского рассеяния верхняя граница 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 этом строится определение длины объекта в международной системе единиц. Поэтому экспериментальная проверка этого постулата продолжает оставаться актуальной задачей и в настоящее время.

Экспериментально эта проверка проводилась до сих пор разными методами, включая астрофизические наблюдения с использованием спутников, опыт Майкельсона–Морли, эксперименты на встречных пучках. Наилучшее ограничение $\Delta c/c$ порядка 10^{-9} было достигнуто в опытах с использованием спутников. Подробная информация на эту тему содержится в [54].

Как было указано в начале обзора (см. формулу (2)), энергия верхней границы спектра определяется энергией фотона и квадратом энергии электрона. При этом благодаря коэффициенту \wp^2 , где \wp — релятивистский фактор, который входит в уравнение (2), чувствительность положения верхней границы к анизотропии скорости света очень высока. В результате годовых измерений, соответствующих полному обращению Земли вокруг Солнца, получено значение

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

где X_{CE} — значение верхней границы комптоновского спектра. Экспериментально стабильность верхней границы спектра определяется стабильностью параметров накопителя электронов на уровне порядка 10^{-4} , однако благодаря большому лоренц-фактору точность определения $\Delta c/c$ на установке GRAAL на три порядка превышает достигнутую ранее точность измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре дана информация по экспериментальному исследованию фотоядерных реакций на пучках гамма-квантов средних энергий (от порога рождения мезонов до нескольких ГэВ), получаемых методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронных накопителях. Основное внимание уделено эксперименту GRAAL (GRenoble Accelérateur Anneau Laser), выполненному на накопителе электронов ESRF (European Synchrotron Radiation Facility). Отмечается, что в дополнение к основной поляризационной программе, связанной с высокой степенью поляризации гамма-пучка, комптоновские пучки позволяют измерять полные и парциальные сечения фоторождения мезонов с минимальными систематическими ошибками, а также развивать новые методы в различных приложениях. Например, обсуждается возможность исследования взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами (метод меченых мезонов). Приведены данные по оценке верхней границы анизотропии скорости света по отношению к диполю реликтового излучения. Обсуждаются новые возможности и перспективы исследований, основанные на уникальных параметрах установки, обеспечивающей жесткий спектр фотонов, высокую степень поляризации пучка, низкий уровень фона.

В заключение считаю приятным долгом выразить благодарность профессору Карло Шерфу, который вложил много сил в создание установки GRAAL, подготовку многочисленных публикаций и создание эффективно работающей коллаборации. Выражаю благодарность своим коллегам Н. В. Рудневу, А. А. Туринге, А. М. Лапику, А. Н. Мушкаренкову и другим участникам коллаборации, а также Е. В. Тихоновой за помощь в техническом редактировании обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арутюнян Ф. Р., Туманян В. А. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44, № 6. С. 2100.
2. Milburn R. H. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10, No. 3. P. 75.
3. Колесников Л. А. // Тр. 4-го семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях», Москва, 1977. М.: Наука, 1979. С. 338.
4. Pascale M. P. et al. // Proc. of the 4 Course of the Intern. School on Intermediate Energies, San-Miniato, 1983. World Scientific, 1983. P. 412.
5. Kazakov A. A. et al. // Proc. of the II Intern. Seminar on Spin Phenomena in High Energy Physics, Serpukhov, 1985. P. 140; Proc. of the IX Conf. of Charged Particles, Dubna, 1985. V. 2. P. 268.
6. Беляев А. Д. и др. // ЯФ. 2004. Т. 67, № 8. С. 1–8.
7. Dowell D. H. et al. // Prog. Rep. 1985. BNL 37623. P. 29.
8. Vocquet J. P. et al. // Proc. of the XIII Particle and Nuclear Intern. Conf. (PANIC), Perudja, 1993. P. 275.
9. Ahn K. et al. // Proc. of Accelerator Sci. and Technology, Wako, 1999. P. 141.
10. Недорезов В. Г., Туринге А. А., Шатунов Ю. М. // УФН. 2004. Т. 174, № 4. С. 353.
11. Litvinenko V. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 375. P. 74.
12. Serbo V. G. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 472. P. 260;
Galynski M. et al. // Ibid. P. 267;
Bakmaev S. et al. // Phys. Lett. B. 2008. V. 660. P. 494.
13. Calvat P. PhD Thesis. INP, Grenoble, France, 1997.
14. Ghio F. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 404. P. 71–86;
Levi Sandri P. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 370. P. 396–402.
15. Barancourt D. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 388. P. 226.
16. GEANT: Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library W5013.
<http://cordis.europa.eu/ist/rn/geant.htm>.
17. Bartalini O. et al. // Rus. J. Nucl. Phys. 2008. V. 71. P. 1.
18. Chew G. F. et al. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 1345.
19. Arndt R. A. et al. // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 1853.
20. Benmerrouche M. et al. // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 3237.
21. Saghai B., Tabakin F. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 917.
22. Drechsel D. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 645. P. 145.
23. Bartalini O. et al. // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 26. P. 399–419.
24. Mushkarenkov A. et al. // Intern. J. Mod. Phys. E. 2010. V. 19. P. 1197–1204.
25. Bartalini O. et al. // Phys. Lett. B. 2002. V. 544. P. 113–120.
26. di Salvo R. et al. // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 42. P. 151–157.

27. *Mandaglio G. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 045209.
28. *Bartalini O. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 169–184.
29. *Fantini A. et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 015203.
30. *Ajaka J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 052003.
31. *Ajaka J. et al.* // Phys. Lett. B. 2007. V. 651. P. 108–113.
32. *Mandaglio G. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 045209.
33. *Levi Sandri P. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 2007. V. 22. P. 341–348.
34. *di Salvo R. et al.* // Chech. J. Phys. 1999. V. 49S2. P. 43–48.
35. *Drechsel D., Kamalov S. S., Tiator L.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 34. P. 69.
36. *Arndt R. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 045205.
37. *Бобошин И. Н. и др.* // Тр. Всерос. науч. конф. «Научный сервис в сети Интернет: многоядерный компьютерный мир. 15 лет РФФИ», Новороссийск, 24–29 сент. 2007 г. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 2007. С. 318–321.
38. *Vegna V. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. E. 2010. V. 19. P. 1241–1248.
39. *Crede V. et al.* // Phys. Rev. Lett. C. 2005. V. 74. P. 112004.
40. *Zhao Q.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 675. P. 217; Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 054004.
41. *Lleres A. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 39. P. 149–161; arXiv:0807.3839 [nucl-ex]; Eur. Phys. J. A. 2007. V. 31. P. 79–93.
42. *Blampied G. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 025203.
43. *Razakov A. A. et al.* // JETP. Lett. 1964. V. 40. P. 1271–1274.
44. *Bartalini O. et al.* // Phys. At. Nucl. 2008. V. 71. P. 75–82 (Yad. Fiz. 2008. V. 71. P. 76–83).
45. *Bianchi N. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 309. P. 5.
46. *Mirazita M. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 407. P. 225.
47. *Armstrong T. A. et al.* // Phys. Rev. D. 1972. V. 5. P. 1640.
48. *Armstrong C. S. et al.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 41. P. 445.
49. *McCormick M. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 41.
50. *Bianchi N. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 309. P. 5.
51. *Ahrens J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 446. P. 229.
52. *Rudnev N. V. et al.* // Proc. of the 60th Intern. Conf. «Nucleus-2010». St. Petersburg, 2010; Rus. J. Nucl. Phys. 2010. V. 73, No. 8. P. 1–5.
53. *Ignatov A. et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2008. V. 61. P. 253–259.
54. *Bocquet J. P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 241601.