



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 99-27
ОЭФ

А.В. Артамонов, А.А. Асеев, А.М. Блик,
М.Ю. Боголюбский, Г.И. Бритвич, С.В. Ерин, М.О. Лобанов,
Н.Г. Минаев, С.А. Садовский, В.Д. Самойленко, В.И. Суздалев,
П.А. Семенов, В.В. Тихонов, Ю.В. Харлов

**О ВОЗМОЖНОСТИ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ
РЕДКИХ РАСПАДОВ η -, ω -, η' -МЕЗОНОВ
НА УСКОРИТЕЛЕ У-70**

Направлено в ЯФ

Протвино 1999

Аннотация

Артамонов А.В., Асеев А.А., Блик А.М. и др. О возможности экспериментального изучения редких распадов η -, ω -, η' -мезонов на ускорителе У-70: Препринт ИФВЭ 99-27. – Протвино, 1999. – 24 с., 16 рис., 9 табл., библиогр.: 39.

Рассмотрена возможность проведения на ускорителе У-70 (ИФВЭ, Протвино) экспериментов по поиску и изучению критичных для современной теории редких распадов нейтральных η -, ω -, η' -мезонов на качественно новом уровне статистической точности. Достигается это построением специализированной установки с применением мечения рожденных мезонов, использованием электромагнитной калориметрии на кристаллах $PbWO_4$ и привлечением методики нейронных сетей на стадии обработки данных. Проведенное моделирование эксперимента методом Монте-Карло показало его высокую чувствительность к регистрации редких распадов, существенно превышающую имеющиеся в настоящий момент мировые результаты.

Abstract

Artamonov A.V., Aseev A.A., Blick A.M. et al. On Possibility of Experimental Study of Rare η -, ω -, η' -Meson Decays at the U-70 Accelerator: IHEP Preprint 99-27. – Protvino, 1999. – p. 24, figs. 16, tables 9, refs.: 39.

The embodying ability of experiments at the U-70 accelerator (IHEP, Protvino) for seeking and study of critical for the modern theory rare neutral η -, ω -, η' -meson decays at a qualitatively new level of statistical accuracy is considered. This is achieved by building a specialized setup with applying produced meson tagging, using electromagnetical calorimetry on the base of $PbWO_4$ crystals and attaching of neural net approach at the stage of data processing. The experiment has been simulated by the Monte Carlo method, which showed its high sensitivity to the rare decay detection increasing essentially the currently existing world results.

Введение

Поиск и изучение редких распадов элементарных частиц является важной задачей физики высоких энергий, так как здесь (а зачастую и только здесь) представляется возможность строгой проверки теоретических моделей, поиска новых видов взаимодействия и эффектов от новых сверхтяжелых частиц, которые не могут быть изучены при доступных энергиях непосредственно.

В данной работе рассматривается возможность проведения в ИФВЭ экспериментов по поиску и изучению редких распадов нейтральных мезонов на качественно новом уровне статистической точности. Хотя этому направлению в ИФВЭ всегда уделялось заметное внимание, и целый ряд полученных результатов хорошо известен (см., например, работы [1–5]), потенциал ИФВЭ представляется здесь далеко не исчерпанным. Однако чтобы реализовать этот потенциал, необходимо перейти от универсальных установок, каковыми в известной мере являются установки ГАМС [6], ЛЕПТОН-Ф [7], ВЕС [3] и СФИНКС [8], к специализированным установкам, предназначенным исключительно для изучения редких распадов отдельных мезонов. Статистическая обеспеченность экспериментов при этом может быть повышена на несколько порядков величины. Это достигается, во-первых, за счет перехода на низкие энергии пучков (2–5 ГэВ), где сечение эксклюзивных процессов на порядок величины выше, чем при традиционных для ИФВЭ энергиях типа 30–40 ГэВ, а, во-вторых, за счет мечения образования изучаемых мезонов, что позволит не загружать “бесполезными” событиями как систему сбора данных, так и магнитные накопители данных эксперимента.

Ниже мы подробно рассмотрим возможности постановки такого класса экспериментов на примере нейтральных распадов η -мезона. Однако в рамках обсуждаемой методики настройка аппаратуры для изучения распадов других мезонов, скажем, распадов ω и η' , заключается лишь в небольшом смещении триггерных счетчиков системы мечения относительно мишени установки.

Наконец, следует отметить, что жесткая специализация эксперимента одновременно позволяет существенно сократить затраты на создание детектирующей аппаратуры, что в современных условиях является весьма существенным.

Материал организован следующим образом: в первом разделе рассматривается физическая проблематика изучения редких нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов, второй раздел посвящен методике мечения “полезных” событий, в третьем анализируются возможные постановки предлагаемого эксперимента на ускорителе У-70, четвертый раздел содержит результаты моделирования эксперимента методом Монте-Карло и, наконец, в заключении кратко рассмотрены дальнейшие перспективы эксперимента.

1. Редкие распады η -, ω - и η' -мезонов

После открытия нарушения Р-четности в слабых взаимодействиях и СР-четности в распадах нейтральных каонов стало очевидным, что необходимы строгие экспериментальные обоснования дискретных симметрий всех типов взаимодействий. Нарушение СР-инвариантности обнаружено только в распадах K^0 -мезонов, и поиск СР-несохранения в распадах других частиц имеет первостепенное значение для понимания общей картины взаимодействий. Выдвинут ряд теоретических моделей этого явления (см. работы [9, 10]). В частности, заслуживает упоминания гипотеза [11], что электромагнитные взаимодействия адронов нарушают С- и Т-инвариантность и СР-нарушение сводится к объединенному эффекту слабых и электромагнитных взаимодействий. Для проверки этой гипотезы было предложено исследовать распады η -мезона.

Экспериментального подтверждения нарушения С-инвариантности до настоящего времени не найдено. Вместе с тем окружающий нас мир является резко С-асимметричным, с огромным преобладанием вещества над антивеществом. Поэтому изучение распадов, связанных с нарушением зарядовой инвариантности, крайне важно для понимания процессов в ранней Вселенной (см. работу [12]). В этой связи эксперименты по поиску С-запрещенных распадов нейтральных мезонов являются, несомненно, актуальными.

1.1. Распады η -мезона

В настоящее время представляют интерес следующие редкие нейтральные распады η -мезона (см., например, [13]):

$$\eta \rightarrow 3\gamma, \quad (1)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma, \quad (2)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0, \quad (3)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma. \quad (4)$$

Для вероятности трехфотонного распада в ИФВЭ была получена верхняя граничная оценка $BR(\eta \rightarrow 3\gamma) < 5 \times 10^{-4}$ (эксперимент ГАМС-2000, 1984 г. [14]). Этот распад намного более чувствителен к нарушению С-инвариантности, нежели распад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ [15]. В частности, в работе [16] для фактора относительной чувствительности распада (1) к нарушению С-инвариантности получена оценка $(m_\eta/m_\pi)^{12} \approx 2 \times 10^7$, что делает поиск этого распада весьма перспективным.

Распад (2) был открыт в ИФВЭ на установке ГАМС-2000 в 1981 году, $BR(\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (7.1 \pm 1.4) \times 10^{-4}$. При этом было выделено ≈ 75 событий распада. Для киральных моделей, однако, особый интерес представляло бы измерение матричного элемента этого распада, что предполагает увеличение статистики эксперимента, по крайней мере, на порядок величины.

Нейтральный распад (3) до настоящего времени не изучался. Существует лишь слабое косвенное ограничение на его вероятность, $BR(\eta \rightarrow \pi^0\pi^0) < 2.8\%$ [17], а также на вероятность заряженной моды, $BR(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-) < 1.5 \times 10^{-3}$ [18].

Получение сколько-нибудь значимой оценки для вероятности распада (4) крайне проблематично из-за интенсивного фона от распада

$$\eta \rightarrow 3\pi^0, \quad (5)$$

что делает эксперименты по изучению указанного распада малоперспективными.

Экспериментальное изучение нейтральных распадов η -мезона с множественностью γ -квантов в конечном состоянии больше шести (например, $\eta \rightarrow 3\pi^0\gamma$ или $\eta \rightarrow 4\pi^0$ на фотонном спектрометре с акцептансом, существенно меньшим 4π) практически невозможно. Наконец, следует упомянуть двухфотонный распад η -мезона

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma, \quad (6)$$

который предполагается использовать в эксперименте для мониторинга общего числа η -мезонов, образовавшихся в ходе проведения измерений, $BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (0.3925 \pm 0.0031)$ [18].

1.2. Распады ω -мезона

Что касается нейтральных распадов ω -мезона, несомненный интерес представляют нарушающие C -четность распады

$$\omega \rightarrow \eta\pi^0, \quad (7)$$

$$\omega \rightarrow 3\pi^0, \quad (8)$$

а также редкие радиационные распады

$$\omega \rightarrow \eta\pi^0\gamma, \quad (9)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma. \quad (10)$$

Последний распад был открыт в ИФВЭ в 1995 году на установке ГАМС-2000, $BR(\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.2 \pm 2.6) \times 10^{-5}$. Это первое наблюдение распада типа $V \rightarrow PP\gamma$. Измерение матричного элемента этого распада представляло бы большой интерес для теории.

В эксперименте распад (9), по-видимому, не изучался. Теоретическая оценка его относительной вероятности составляет 6×10^{-6} [19], что лишь на порядок меньше вероятности уже открытого распада (10). Для вероятностей двух других распадов, (7) и (8), на установке ГАМС-2000 получены ограничения сверху на 90%-м уровне достоверности — 10^{-3} и 3×10^{-4} соответственно [18]. Для мониторингирования общего числа ω -мезонов в эксперименте предполагается использовать распад

$$\omega \rightarrow \pi^0\gamma, \quad (11)$$

его относительная вероятность $BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (0.085 \pm 0.005)$ [18].

1.3. Распады η' -мезона

Редкие распады η' -мезона вызывают большой интерес в связи с его во многом особой природой (U1-проблема [20, 21], интенсивная глюонная компонента в волновой функции [22, 23]). Поэтому экспериментальное изучение редких распадов η' -мезона можно рассматривать как перспективное направление для дальнейших исследований. Детальный анализ открывающихся здесь возможностей выходит за рамки настоящего предложения. Однако ввиду важности этого направления, даже краткое перечисление наиболее интересных распадов представляется полезным. Интерес в настоящее время, несомненно, вызывают следующие нейтральные распады:

$$\eta' \rightarrow 3\gamma \quad (\text{нарушение } C - \text{четности}), \quad (12)$$

$$\eta' \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma \quad (\text{киральные модели}), \quad (13)$$

$$\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad (\text{нарушение } P - \text{четности}), \quad (14)$$

$$\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \quad (\text{нарушение } P - \text{четности}), \quad (15)$$

$$\eta' \rightarrow \omega \pi^0 \quad (\text{нарушение } C - \text{четности}), \quad (16)$$

$$\eta' \rightarrow 3\pi^0 \quad (\text{нарушение } G - \text{четности}). \quad (17)$$

2. Реакции мечения η -, ω - и η' -мезонов

Как уже отмечалось во введении, идея предлагаемого эксперимента по поиску редких распадов состоит в том, чтобы создать источник “меченных” мезонов. Возможны две различные постановки эксперимента: на пучке положительных пионов и на протонном пучке. Каждая постановка имеет свои преимущества и недостатки. Хотя более традиционной для ИФВЭ является постановка эксперимента на π^+ -пучке, в настоящей работе на примере эксперимента по поиску распадов η -мезона мы рассмотрим обе постановки. Принципиальным их отличием является выбор реакции мечения.

В экспериментах на π^+ -пучке в качестве источника меченных η -мезонов может быть использована реакция перезарядки на нейтронах легких ядер

$$\pi^+ \ ^AZ \rightarrow \eta \ p \ ^{A-1}Z, \quad (18)$$

в конечном состоянии которой помимо η -мезона образуются также ядро-спектатор ^{A-1}Z и относительно быстрый протон отдачи. Последний как раз и может служить для мечения полезных событий, поскольку при малых импульсах пучка (1.5 – 4 ГэВ/с) протон в лабораторной системе имеет сравнительно небольшой разброс импульсов относительно номинального значения, определяемого массой η -мезона. Кроме того, следует отметить, что относительный выход η -мезонов в реакции (18) возрастает с уменьшением импульса пучка, поскольку сечение перезарядки растет с уменьшением импульса пучка, а полное сечение пион-ядерных взаимодействий остается при этом практически постоянным.

Реакции π^+n -перезарядки на нейтронах ядра, аналогичные (18), могут быть использованы также и для создания источников меченных ω - и η' -мезонов. При этом соответствующие изменения в системе мечения заключаются лишь в изменении положения триггерных счетчиков системы мечения (см. ниже), что открывает заманчивые перспективы изучения в таком эксперименте и редких распадов указанных мезонов.

В экспериментах на протонном пучке в качестве источника меченных η -мезонов может быть использована реакция подпорогового рождения на легких ядрах

$$p \ ^AZ \rightarrow \eta \ ^{A+1}\{Z+1\}, \quad (19)$$

т.е. реакция в области энергий пучка, где образование η -мезонов на свободных нуклонах запрещено законом сохранения энергии-импульса. Последняя реакция уже была использована в экспериментах по поиску ряда редких распадов η -мезона в 1993-1995 гг. на ускорителе SATURNE в Сакле [24]. В настоящее время предложено использовать эту же реакцию в качестве источника η -мезонов в эксперименте WASA [25], однако указанный эксперимент все еще не вышел из стадии методических испытаний экспериментальной аппаратуры.

В реакции подпорогового образования η -мезонов (19) конфигурация импульсов частиц в конечном состоянии также строго определена: в системе центра масс продукты реакции практически покоятся, тогда как в лабораторной системе они имеют фактически фиксированные импульсы. В частности, ядро в конечном состоянии $^{A+1}\{Z+1\}$ вылетает под малым относительно пучка углом ($\Theta \sim 5^\circ$), что легко может быть использовано для организации специального триггера, см. ниже.

Что касается ω - и η' -мезонов, создание пучков меченных ω -мезонов в реакциях подпорогового рождения на ядрах, по-видимому, возможно, в то время как создание пучков η' -мезонов в таких реакциях представляется пока проблематичным.

2.1. Кинематика подпорогового рождения η -мезона в pA-взаимодействиях

Подпороговое рождение η -мезонов на ядрах является сложным процессом, последовательно включающим в себя несколько элементарных актов. Мы рассмотрим его на примере реакции (19) на ядрах дейтерия. Вначале идет реакция рождения π^+ -мезона в pp-столкновениях на протоне начального ядра 2D с образованием дейтерия в конечном состоянии:

$$p \ p \rightarrow \pi^+ \ ^2D, \quad (20)$$

затем в π^+n -перезарядке на нейтроне начального ядра образуется η -мезон:

$$\pi^+ \ n \rightarrow \eta \ p, \quad (21)$$

наконец, на последнем этапе образовавшийся в (21) протон сливается с дейтерием в конечном состоянии реакции (20), формируя ядро 3He . В результате, имеет место реакция

$$p \ ^2D \rightarrow \eta \ ^3He, \quad (22)$$

сечение которой в силу ядерных эффектов носит ярко выраженный резонансный характер [26] (см. рис. 1). Ожидаемый уровень фона меньше 2% [27]. Оптимальным является значение импульса протона 1.58 ГэВ/с. При этом кинематика реакции (22), как уже отмечалось выше, оказывается строго фиксированной.

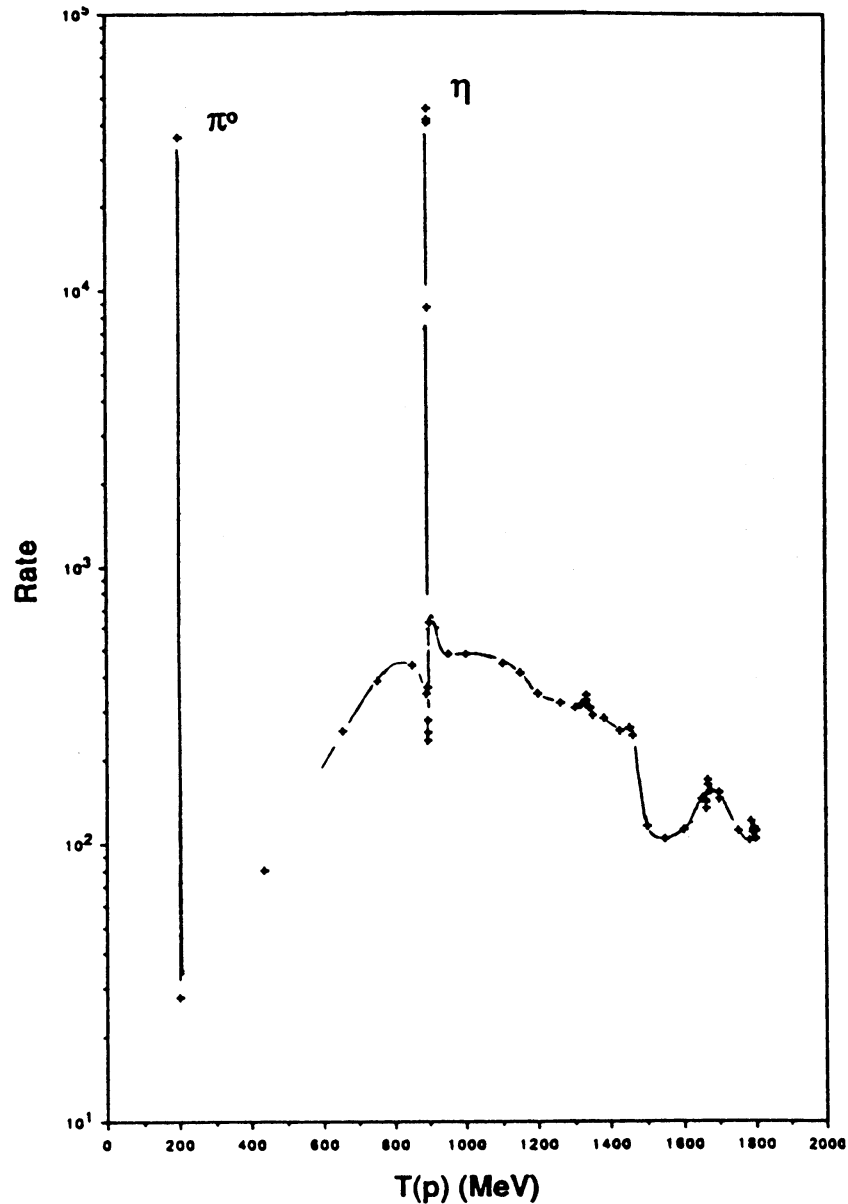


Рис. 1. Выход событий подпорогового рождения π^0 - и η -мезонов в реакции на дейтерии в зависимости от кинетической энергии налетающего протона (см. текст).

В лабораторной системе мы имеем фактически монохроматический пучок ядер ${}^3\text{He}$, вылетающих под углом $\Theta_{\text{He}} \sim 5^\circ$ к оси пучка (рис. 2), что позволяет легко организовать триггер на реакцию (22) и тем самым систему мечения η -мезонов. Последние в лабораторной системе имеют небольшой импульс ~ 0.28 ГэВ/с, в результате распределение по углу вылета распадных фотонов не сильно отличается от изотропного (рис. 3). Приведенные данные показывают, что характерный импульс вылетающих ядер ${}^3\text{He}$ составляет ~ 1.3 ГэВ. При таком импульсе их ионизационные потери на предполагаемой длине мишени 1 см ${}^6\text{LiD}$ будут сравнительно незначительными ~ 10 МэВ.

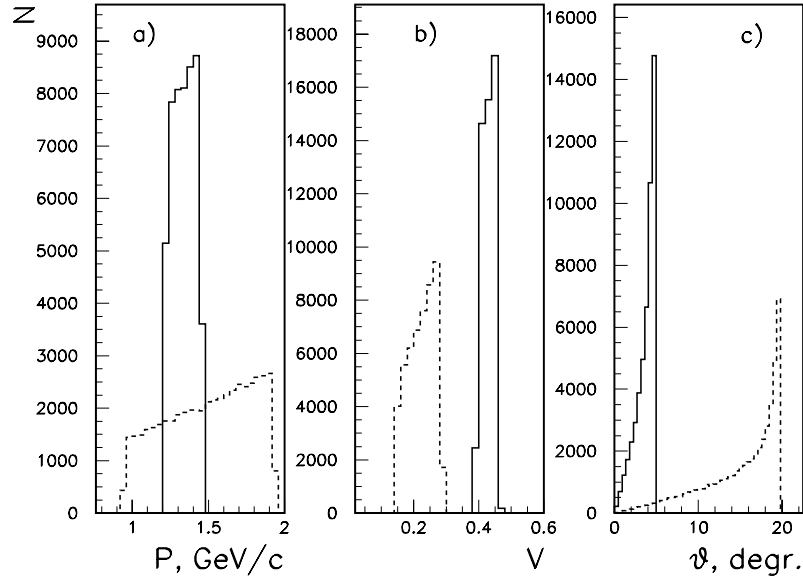


Рис. 2. Распределения вторичного ядра в реакции $p + {}^2D \rightarrow {}^3He \eta$ (сплошные линии) и в реакции $p + {}^6Li \rightarrow {}^7Be \eta$ (пунктир) при импульсе 1.58 ГэВ/с по: **а)** модулю импульса; **б)** скорости (в единицах скорости света) и **с)** углу вылета относительно направления пучка.

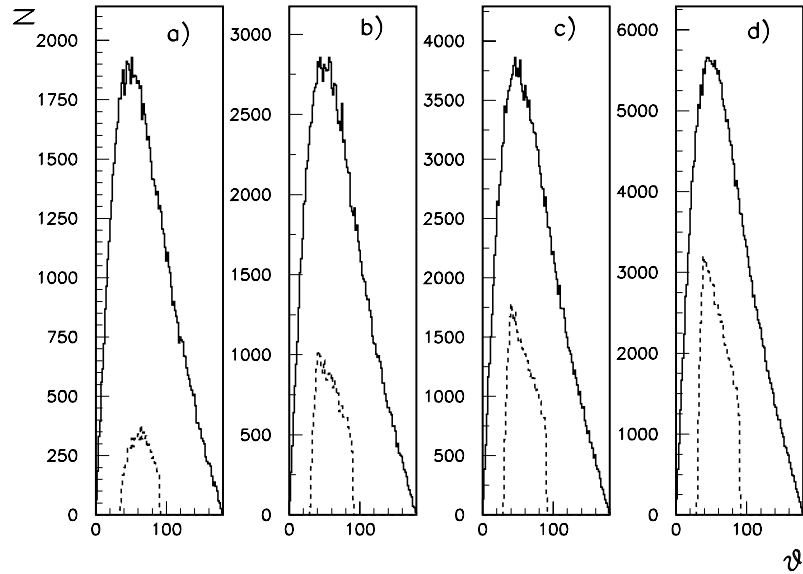


Рис. 3. Угловые распределения рожденных γ -квантов (сплошные линии) в случае распада η -мезона: **а)** $\eta \rightarrow 2\pi^0$, **б)** $\eta \rightarrow 3\gamma$, **с)** $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и **д)** $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Пунктиром отображен вклад γ -квантов, попавших в гамма-детектор. Угол дан в градусах.

Сечения реакции (19) на ядрах 2D и 6Li приведены в табл. 1 (см. работы [27,28]), указанные здесь же полные сечения получены в рамках модели [29]. Измеренное сечение когерентного образования η -мезона на литии на порядок величины меньше сечения на дейтерии. Однако по-видимому, оно измерено вне резонансного пика реакции (см. обсуждение результатов в работе [30]).

Таблица 1. Сечения процессов pA -взаимодействий.

Процесс	Импульс (ГэВ/с)	Сечение (нб)
$p\ ^2D \rightarrow X(tot)$	1.58	$6.7 \cdot 10^7$
$p\ ^2D \rightarrow \eta\ ^3He$	1.58	560
$p\ ^6Li \rightarrow X(tot)$	1.33	$1.1 \cdot 10^8$
$p\ ^6Li \rightarrow \eta\ ^7Be$	1.33	58

Что касается рождения других мезонов (например, ω и η'), то их образование в реакции типа (22) не носит столь яркий резонансный характер, как образование π^0 - и η -мезонов (см. рис. 1). При этом сечение образования ω -мезона на порядок величины, а сечение образования η' -мезона на три порядка ниже сечения η -мезона. Поэтому создание пучков меченных ω -мезонов в pA -реакциях, по-видимому, возможно, в то время как создание пучков η' -мезонов в таких реакциях представляется проблематичным.

2.2. Кинематика реакции π^+n -перезарядки

В отличие от реакции подпорогового рождения η -мезона реакция π^+n -перезарядки (18) на нейтронах ядра не является резонансной. Сечения образования η - и ω -мезонов при импульсах пучка 1–4 ГэВ/с сравнимы между собой, в то время как сечение η' -мезона лишь на порядок величины ниже [31]. Поэтому в качестве источника η -мезонов, равно как ω - и η' -мезонов, может быть использована реакция

$$\pi^+n \rightarrow M^0p, \quad (23)$$

где M^0 — нейтральный мезон ($M^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$).

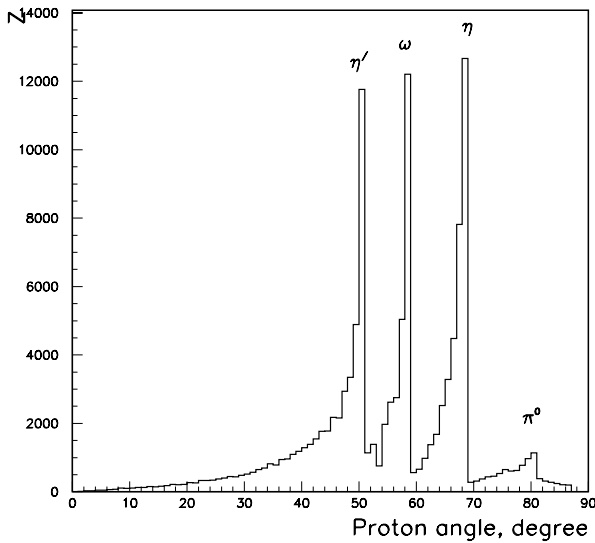


Рис. 4. Распределение по углу вылета протона отдачи в реакции (23) при импульсе 3 ГэВ/с.

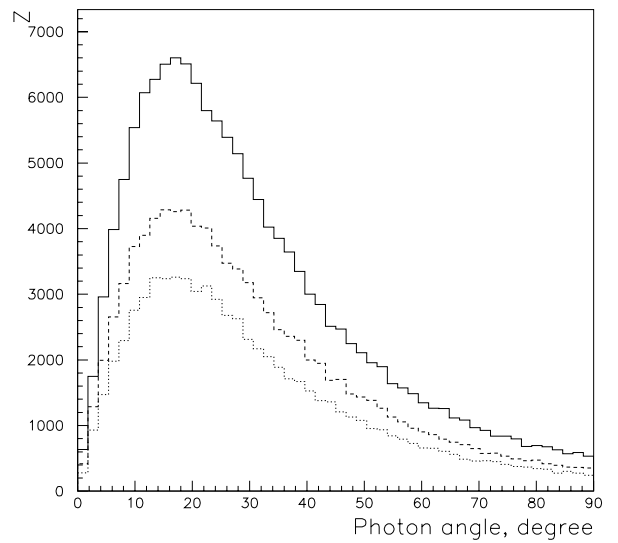


Рис. 5. Распределение по углу вылета фотонов от нейтральных распадов η -мезона в реакции (23) при импульсе 3 ГэВ/с в лабораторной системе: распад $\eta \rightarrow 3\pi^0$ — сплошная кривая; распад $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ — штриховая кривая; распад $\eta \rightarrow 3\gamma$ — пунктир.

Кинематика реакции π^+n -перезарядки при указанных импульсах и сравнительно тонкой мишени также позволяет организовать эффективную систему мечения. Для иллюстрации на рис. 4 представлены распределения по углу вылета протона отдачи Θ_p в лабораторной системе в реакции (23) при импульсе 3 ГэВ/с. Как видно из рисунка, скажем, отобрав протоны, вылетающие в пределах $25^\circ < \Theta_p < 32^\circ$, мы сможем существенно подавить регистрацию π^0 -, ω - и η' -мезонов, практически не затронув эффективность регистрации η -мезона (отбор других мезонов также не вызывает особых затруднений). Распределение по углу вылета фотонов от нейтральных распадов η -мезона имеет максимум при $\theta_\gamma \sim 20^\circ$ (рис. 5). Отметим также, что только небольшая часть $\sim 20\%$ протонов поглощается в веществе (${}^6\text{LiD}$) мишени при ее диаметре в 1 см, а остальные выходят из нее, и характерная величина ионизационных потерь составляет проценты от кинетической энергии протона.

Преимуществом реакции (18) по сравнению с (19) является большой относительный выход η -мезонов, достигающий 1% при импульсах 1–2 ГэВ/с. Сечения реакций на дейтерии 2D при нескольких значениях импульса приведены в табл. 2 [31]. Соответствующие оценки сечений для ядра ${}^6\text{Li}$ получаются утроением приведенных значений для дейтерия.

Таблица 2. Сечения процессов π^+ -взаимодействий с ядром 2D при различных импульсах пучка в миллибарнах.

Процесс	Импульс (ГэВ/с)			
	1.5	2.0	2.5	3.0
$\pi^+ {}^2D \rightarrow X(\text{tot})$	70	65	63	60
$\pi^+ {}^2D \rightarrow \eta p X$	0.86	0.55	0.23	0.15
$\pi^+ {}^2D \rightarrow \omega p X$	2.0	1.4	1.0	0.70
$\pi^+ {}^2D \rightarrow \eta' p X$	0.06	0.16	0.07	0.05

3. Постановка эксперимента

Состав детектирующей аппаратуры эксперимента слабо зависит от типа реакции (18) или (19), выбранной в качестве источника “меченных” η -мезонов, однако геометрия эксперимента меняется при этом существенно. В обеих постановках в состав аппаратуры входят: фотонный спектрометр, система мечения (предназначенная для регистрации вылетающих под определенным углом протонов отдачи в реакции (18), либо ядер ${}^3\text{He}$ в реакции (19)), мишень и охранная система счетчиков. Энергии фотонов (γ -квантов) от нейтральных распадов η -мезона в рассмотренных реакциях (18) и (19) лежат в интервале от 0 до 4 ГэВ, для работы в котором предназначен спектрометр RHOS [32, 33], создающийся в настоящее время на основе тяжелых сцинтиллирующих кристаллов из вольфрамата свинца (PbWO_4) с участием ИФВЭ в рамках эксперимента ALICE на LHC. Поэтому представляется естественным рассмотреть использование отдельных модулей прототипа этого спектрометра для проведения экспериментов в ИФВЭ, хотя, несомненно, возможны и другие варианты, которые также могут представлять интерес.

Ниже мы рассмотрим для определенности несколько вариантов фотонного спектрометра, состоящего из модулей прототипа RHOS. Последний представляет собой матрицу из 8×8 прямоугольных кристаллов размером $2.2 \times 2.2 \times 18 \text{ см}^3$, 64 PIN-диода, приклеенных, соответственно, к торцам кристаллов, 64 преусилителя и термостабилизирующую панель (детали см. в работах [32, 33]). При этом спектрометры для проведения экспериментов на протонном и π^+ -пучках отличаются числом и взаимным расположением модулей.

3.1. Эксперимент на π^+ -пучке

Реакции π^+n -перезарядки отвечает переднее расположение фотонного спектрометра и боковое расположение системы мечения (рис. 6). Фотонный спектрометр в этом случае мы выбрали в виде 3×3 матрицы из модулей прототипа PHOS (всего 576 кристаллов), которая расположена на расстоянии ≈ 25 см от мишени. В центральном модуле четыре центральных кристалла отсутствуют для пропускания пионов пучка, прошедших мишень без взаимодействия.

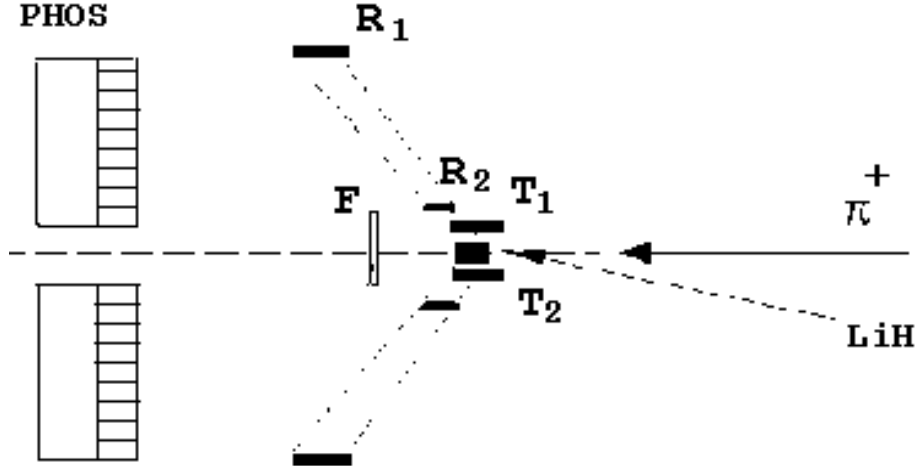


Рис. 6. Схема эксперимента на поиск редких распадов мезонов на π^+ -пучке: PHOS — фотонный спектрометр на основе 9 модулей PHOS; R_1 и R_2 — система мечения мезонов, состоящая из двух кольцевых сцинтилляционных счетчиков; T_1 и T_2 — охранная система; LiH — мишень из гидрита лития.

Система мечения представляет собой два кольца из сцинтилляционных или кремниевых счетчиков R_1 и R_2 , включенных на совпадение и перекрывающихся углом $\Delta\theta \approx 10^\circ$. Расположение счетчиков системы мечения относительно мишени выбирается таким образом, чтобы перекрыть углы вылета протонов отдачи, характерные для образования изучаемых мезонов в реакции (23) (рис. 4).

Фермиевское движение нейтронов в ядрах мишени размывает угловое распределение протонов в реакции (18) по сравнению с реакцией (23) и ухудшает селективность системы мечения. Расчеты, проведенные с учетом импульсного распределения нейтронов в ядре дейтерия, взятого из работы [38], показали, что разрешение системы мечения по массе образующейся нейтральной системы составляет ≈ 150 МэВ в реакции перезарядки на ядре (18).

Охранная система служит для подавления событий с заряженными частицами в конечном состоянии, имеющими импульсы вне апертуры системы мечения. Для выработки эффективного триггера достаточно трех сцинтилляционных счетчиков: счетчика F , перекрывающего телесный угол внутри системы мечения, и двух счетчиков T_1 и T_2 , окружающих мишень и перекрывающих телесный угол вне системы мечения. Полный триггер вырабатывается по схеме

$$Tr_\pi = R_1 \cdot R_2 \cdot \bar{F} \cdot \bar{T}_1 \cdot \bar{T}_2 \cdot E_{PHOS}, \quad (24)$$

где E_{PHOS} означает энерговыделение в фотонном спектрометре выше порога E_{thr} .

Эффективности регистрации распадов η -мезона приведены в табл. 3 (детали процедуры Монте-Карло см. в следующем разделе).

Таблица 3. Эффективности регистрации $\varepsilon_{k\gamma}$ нейтральных распадов η -мезона как событий с k -фотонами в конечном состоянии реакции в постановке эксперимента на π^+ -пучке с импульсом 3 ГэВ/с для одноплечевых фотонного спектрометра из 9 модулей PHOS.

Распад	$\varepsilon_{1\gamma}$	$\varepsilon_{2\gamma}$	$\varepsilon_{3\gamma}$	$\varepsilon_{4\gamma}$	$\varepsilon_{5\gamma}$	$\varepsilon_{6\gamma}$
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	0.599	0.106	—	—	—	—
$\eta \rightarrow 3\gamma$	0.491	0.304	0.028	—	—	—
$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	0.377	0.397	0.119	0.0059	—	—
$\eta \rightarrow 2\pi^0$	0.376	0.404	0.121	0.0061	—	—
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	0.197	0.384	0.295	0.0826	0.0065	0.00007

3.2. Особенности эксперимента на p -пучке

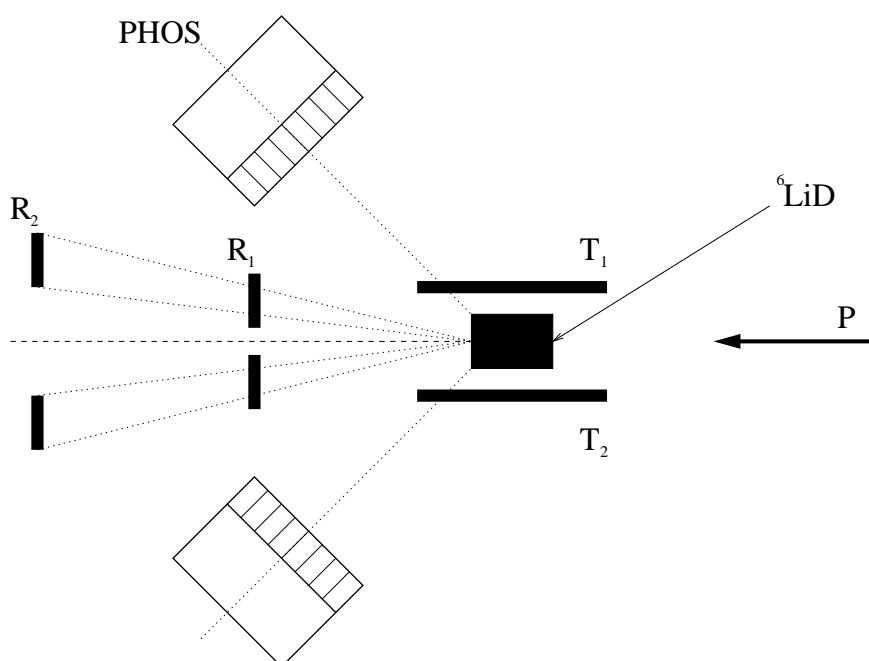


Рис. 7. Схема эксперимента по поиску редких распадов мезонов в реакции подпорогового рождения на протонном пучке: PHOS — многоплечевой фотонный спектрометр на основе 3–8 модулей PHOS; R_1 и R_2 — система мечения мезонов, состоящая из двух кольцевых сцинтилляционных счетчиков; T_1 и T_2 — охранный детектор; ${}^6\text{LiD}$ — мишень из дейтерита лития.

Реакция подпорогового образования η -мезона, напротив, требует бокового расположения фотонного спектрометра и переднего расположения системы мечения (рис. 7). Последняя представляет собой два кольцевых сцинтилляционных счетчика R_1 и R_2 с отверстиями в центре, включенных в схему задержанных совпадений. Она предназначена для регистрации вторичного ядра, вылетающего под углом 5° к пучку, и определения его энергии времяпролетной техникой (временного разрешения 1 нс достаточно для организации эффективного триггера). Счетчик R_1 с внутренним и внешним диаметрами, равными

4.7 и 9.4 см, установлен на расстоянии $L_1 = 0.5$ м от мишени по ходу пучка, а счетчик R_2 с диаметрами соответственно 23 и 45 см расположен далее по пучку на расстоянии $L_2 = 2.5$ м от мишени. Перекрываемая счетчиками апертура соответствует $\sim 87\%$ -й эффективности регистрации ядра ${}^3\text{He}$ в реакции (22). Скорость ядра определяется при этом с $\sim 2\%$ -й точностью. Охранная система должна покрывать все углы вне системы мечения. Для подавления фоновых процессов достаточно всего двух сцинтилляционных счетчиков T_1 и T_2 , окружающих мишень.

Что касается фотонного спектрометра, то его оптимальной конфигурацией для экспериментов на p -пучке был бы полый шар. Такие детекторы хорошо известны — это спектрометры типа Crystal Ball. Учитывая, однако, что в нашем случае в качестве элементов спектрометра выбраны модули прототипа PHOS, ниже мы рассмотрим несколько вариантов многоплечевых спектрометров, состоящих из таких модулей (от двух до восьми).

Двухплечевой спектрометр (из двух модулей PHOS) полезен для методических работ при выделении реакции (19), измерении ее сечения и настройки системы мечения η -мезона, используя двухфотонный распад последнего. Трех- и четырехплечевые спектрометры (каждое плечо может состоять из одного-двух модулей) уже могут быть использованы для изучения редких распадов η -мезона. При этом конфигурация спектрометра выбирается такой, чтобы обеспечить максимальную эффективность регистрации изучаемых распадов. Естественно, спектрометры с большей апертурой предпочтительнее, фоновые условия от размера спектрометра практически не зависят.

Основные расчеты методом Монте-Карло были проведены для трехплечевого спектрометра, состоящего из трех симметрично расположенных по азимутальному углу модулей PHOS. Максимальная эффективность регистрации достигается, когда модули расположены под углом 60° к пучку на расстоянии 20 см от мишени. Триггер вырабатывается по схеме

$$Tr_p = R_1(\Delta t) \cdot R_2 \cdot \bar{T}_1 \cdot \bar{T}_2 \cdot \Sigma_{i=1}^3 E_{PHOS}^i, \quad (25)$$

где $R_1(\Delta t)$ означает наличие сигнала в счетчике R_1 спустя время $\Delta t = (L_2 - L_1)/V_{He}$ по отношению к сигналу со счетчика R_2 (здесь $L_2 - L_1$ — расстояние между счетчиками; V_{He} — скорость ядра He), а E_{PHOS}^i — энерговыделение в плече спектрометра i выше порога E_{thr} . Эффективности регистрации распадов η -мезона приведены в табл. 4, детали см. ниже.

Таблица 4. Эффективности регистрации $\varepsilon_{k\gamma}$ нейтральных распадов η -мезона как событий с k -фотонами в конечном состоянии реакции в постановке эксперимента на p -пучке с трехплечевым фотонным спектрометром (по одному модулю PHOS в каждом плече).

Распад	$\varepsilon_{1\gamma}$	$\varepsilon_{2\gamma}$	$\varepsilon_{3\gamma}$	$\varepsilon_{4\gamma}$	$\varepsilon_{5\gamma}$	$\varepsilon_{6\gamma}$
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	0.490	0.079	—	—	—	—
$\eta \rightarrow 3\gamma$	0.457	0.202	0.031	—	—	—
$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	0.424	0.285	0.079	0.0064	—	—
$\eta \rightarrow 2\pi^0$	0.437	0.304	0.065	0.0041	—	—
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	0.296	0.341	0.196	0.0577	0.0082	0.0004

Существенного роста эффективности в эксперименте на p -пучке можно достигнуть за счет увеличения рабочей апертуры фотонного спектрометра при соответствующем увеличении количества сцинтилляционных кристаллов.

В этой связи кратко рассмотрим альтернативную постановку эксперимента на p -пучке со спектрометром в виде цилиндра с внутренним радиусом $r = 15.4$ см и длиной L , пучок направлен при этом вдоль оси цилиндра. Число счетчиков в спектрометре n_c равно $n_c \simeq 2\pi rL/d^2$, где $d = 2.2$ см — поперечный размер одного счетчика. Оптимальное положение спектрометра относительно мишени определяется, исходя из требования, чтобы утечки γ -квантов через торцевые отверстия спектрометра были равны. Эффективности регистрации распадов η -мезонов для такого спектрометра показаны на рис. 8 в зависимости от продольного размера L .

Как видно из рис. 8, эффективности регистрации распадов на уровне не хуже 10% достигаются уже при продольном размере $L = 18$ см (соответствующем 352 счетчикам). При удвоении же числа кристаллов эффективности превышают 50%.

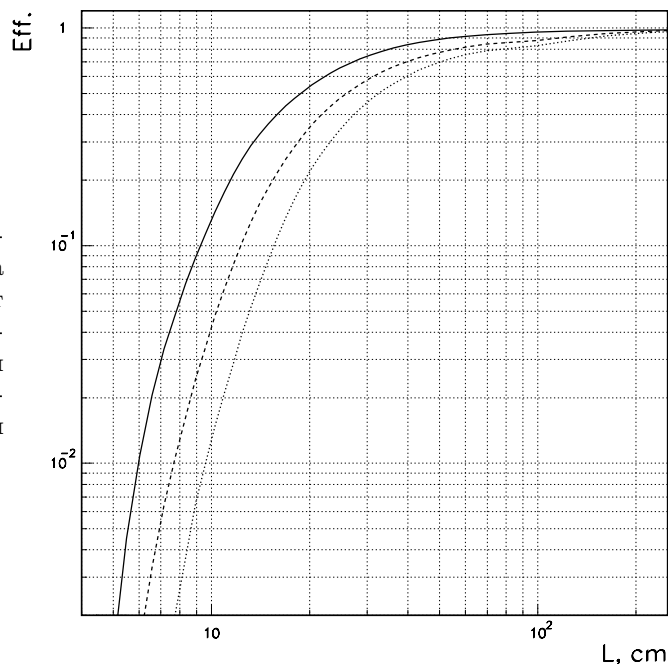


Рис. 8. Эффективности регистрации η -мезона в постановке эксперимента на протонном пучке в зависимости от продольного размера L цилиндрического фотонного спектрометра для мод распада: $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (сплошная линия), $\eta \rightarrow 3\gamma$ (штриховая линия) и $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ (пунктир).

3.3. Мишень

Рассмотренные выше схемы мечения образования η -мезонов в реакциях (18) и (19) эффективно работают только для случая сравнительно тонкой мишени длиной ~ 1 см.

В экспериментах на π^+ -пучке можно использовать бериллиевую или литиевую мишень. Последняя проще в эксплуатации в виде гидрида лития LiH. Практически это не приводит к ухудшению фоновых условий, поскольку интересующая нас реакция идет исключительно на нейтронах ядра.

Что касается мишени для экспериментов на p -пучке, то оптимальной была бы чисто дейтериевая мишень, жидкая или газообразная (струйная), однако их использование требует специального оборудования (см. [34]), производство и эксплуатация которого в ближайшее время представляются проблематичными. Поэтому мы рассмотрим два более простых варианта мишени: из гидрида LiH и дейтерида лития LiD. Первая фактически представляет собой чисто литиевую мишень, поскольку требуемая энергия пучка для реакции (19) ниже порога рождения η -мезона на свободных протонах. Вторая мишень является комбинированной.

Варьируя импульс протонного пучка, можно сначала “открыть” реакцию на литии ($p = 1.30$ ГэВ/с), а затем и на дейтерии ($p = 1.58$ ГэВ/с). Во втором случае триггер (25) будет отбирать события рождения η -мезонов только на дейтерии, так как, во-первых, при импульсе, оптимальном для дейтерия, реакция на литии уже не будет носить резонансный характер, а во-вторых, регистрация событий на литии будет дополнительно подавлена системой задержанных совпадений (25) на счетчиках $R_1(\Delta t)$ и R_2 . Вместе с тем относительный выход η -мезонов при этом в ~ 4 раза ниже по сравнению с чисто дейтериевой мишенью.

3.4. Требования к пучку

Использование в эксперименте тонких мишеней предъявляет повышенные требования к интенсивности пучка. Более того, резонансный характер реакций подпорогового образования η -мезонов на ядрах предполагает также, что разброс протонов пучка по импульсу не превышает $\Delta p/p \sim 10^{-3}$. Все это делает невозможным применение в эксперименте пучковых счетчиков, включая пучковые годоскопы, что, в свою очередь, ужесточает требования к поперечным размерам пучка для обеспечения в указанных условиях необходимого разрешения по массе нейтральных систем в конечном состоянии реакций (18) и (19). Простые оценки показывают, что среднеквадратичный разброс частиц пучка не должен превышать 3 мм, а расходимость пучка — 1 мрад.

3.5. Выбор пучка

Постановка эксперимента на π^+ -пучке традиционна для ИФВЭ и может быть реализована на одном из каналов У-70. Положительные вторичные частицы, в частности π^+ -мезоны, интенсивностью до 10^7 /цикл могут быть выведены во внутреннюю зону кольца (каналы 6 и 18) с мишеней блоков 33 и 35 У-70. Пучки π^+ -мезонов в каналы, расположенные с внешней стороны кольца (в частности, в канал 4), можно вывести с существенной, на порядок и более, потерей интенсивности, что ограничивает возможности реализации эксперимента на этих каналах. Требования к импульсному разбросу и фокусировке пучка могут быть удовлетворены при сравнительно небольших дополнительных затратах.

Постановка эксперимента на протонном пучке является более сложной. Преимущество такого эксперимента состоит в том, что он может быть поставлен на бустерном столе У-70. Однако, учитывая нетривиальность вывода пучка с энергией ~ 1.5 ГэВ из У-70, вопрос реализации эксперимента на пучке протонов низкой энергии требует дополнительных исследований.

К недостаткам экспериментов на протонном пучке по сравнению с экспериментами на π^+ -пучке следует отнести, во-первых, достаточно высокую интенсивность протонного пучка 10^8 - 10^9 р/с¹, а во-вторых, малый процент полезных событий по отношению к полному числу взаимодействий, численно равный 0.005%, что на два порядка ниже соответствующей величины в эксперименте на π^+ -пучке. Таким образом, при прочих равных условиях постановка эксперимента по поиску редких распадов мезонов на π^+ -пучке является более предпочтительной.

¹Отметим в этой связи, что интенсивность $\sim 10^9$ р/с вполне возможна в ИФВЭ, для сравнения укажем, что интенсивность ²D-пучка в экспериментах на SATURNE была равна 2×10^{10} D/цикл [35].

4. Результаты моделирования методом Монте-Карло

В настоящей главе представлены результаты моделирования рассмотренных экспериментов методом Монте-Карло. При этом генерация протон-ядерных взаимодействий и всех распадов мезонов осуществлялась равномерно по фазовому объему. Что касается π^+ -перезарядки на нейтроне, то здесь учитывался матричный элемент реакции в рамках модели Венециано [36].

Процедура моделирования событий учитывала также геометрический аксептанс установки, реальное разрешение спектрометра по энергии фотонов

$$\Delta E/E = a/\sqrt{E} \oplus b/E \oplus c, \quad (26)$$

измеренное в тестовых испытаниях прототипов модулей PHOS на пучке PS в ЦЕРНе ($a = 0.035 \text{ ГэВ}^{1/2}$, $b = 0.03 \text{ ГэВ}$, $c = 0.01$) [39], и эффект неразделения (слипания) перекрывающихся электромагнитных ливней, если расстояние между ними в плоскости спектрометра меньше 4.5 см (отметим, что это достаточно пессимистическое значение параметра реконструкции). Фотоны с энергией менее $2b$ не регистрировались, как имеющие энергию ниже пороговой. Координатное разрешение спектрометра в зависимости от энергии фотона параметризовалось в виде $\sigma_x \sim \sigma_E/E_\gamma$, причем $\sigma_x(E_\gamma = 1 \text{ ГэВ}) = 0.25 \text{ см}$.

4.1. Фоновые процессы

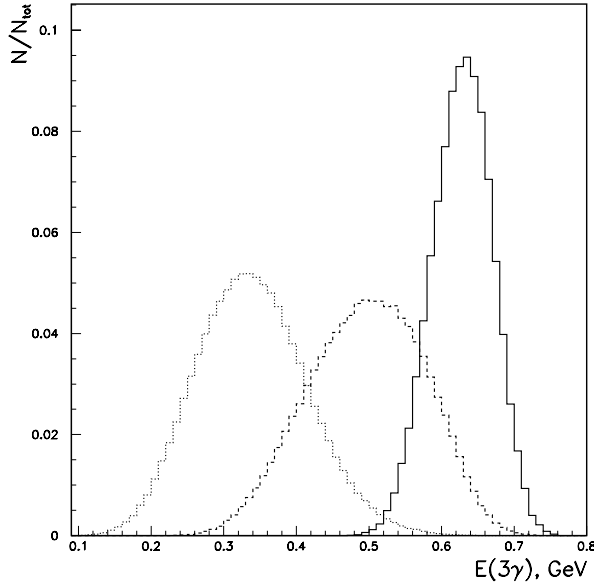


Рис. 9. Нормированный на единицу спектр суммарной энергии трех зарегистрированных γ -квантов в реакции $p + {}^2D \rightarrow \eta + {}^3He$ для различных распадов η -мезона: сплошная линия — $\eta \rightarrow 3\gamma$; штриховая линия — $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$; пунктир — $\eta \rightarrow 3\pi^0$.

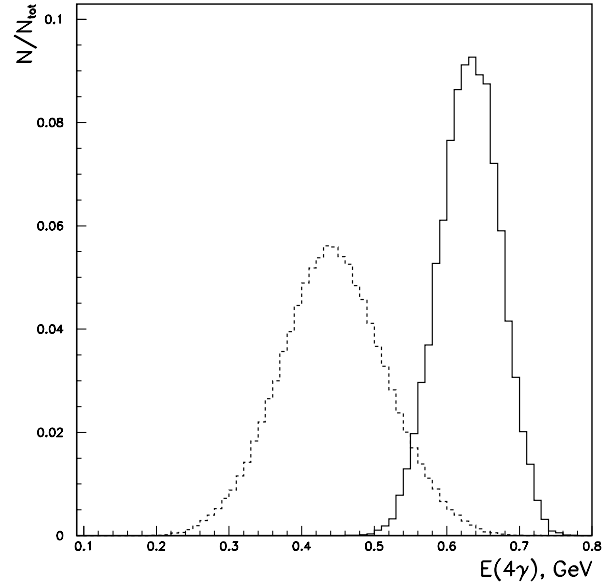


Рис. 10. Нормированный на единицу спектр суммарной энергии четырех зарегистрированных γ -квантов в реакции $p + {}^2D \rightarrow \eta + {}^3He$ для различных распадов η -мезона: сплошная линия — $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$; пунктир — $\eta \rightarrow 3\pi^0$.

Чувствительность эксперимента по поиску редких распадов определяется двумя факторами: статистикой полезных событий и ожидаемым уровнем фона. При изучении редких

нейтральных распадов η -мезона фоновыми процессами являются нейтральные распады η -мезона с большей множественностью γ -квантов в конечном состоянии в случае потери одного или нескольких γ -квантов при регистрации событий в спектрометре.

Основной эффект, приводящий к понижению детектированной множественности γ -квантов в рассматриваемом эксперименте, связан с ограниченным аксептансом фотонного спектрометра. При этом потеря γ -квантов приводит к уменьшению как полной энергии в спектрометре, так и эффективной массы системы зарегистрированных γ -квантов, что может быть использовано для подавления фоновых процессов.

Эффект понижения энергвыделения фоновых событий хорошо виден на рис. 9 и 10, где представлены нормированные на единицу спектры по суммарной энергии E_{tot} γ -квантов в спектрометре в реакции (22), когда в конечном состоянии идентифицированы три и четыре γ -кванта соответственно. Данные представлены отдельно для каждой из изучаемых мод распада η -мезона.

На рис. 11 и 12 представлены соответственно спектры эффективных масс (также с нормировкой на единицу) систем с тремя и четырьмя γ -квантами, детектированными в спектрометре при условии, что полная зарегистрированная энергия $E > 0.55$ ГэВ. Таким образом, основным источником фона для распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ является распад $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, а для последнего распада — трехпионный распад (5).

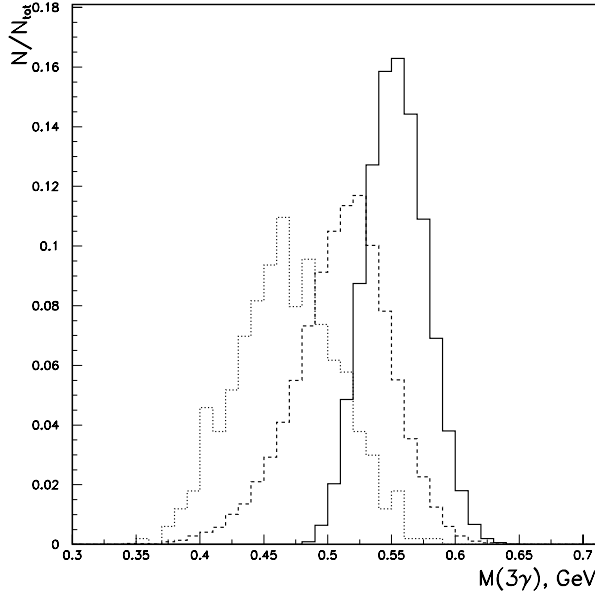


Рис. 11. Распределения по эффективной массе системы трех зарегистрированных γ -квантов в реакции $p^2D \rightarrow \eta^3He$ (нормированы на единицу) при условии, что полная зарегистрированная энергия $E > 0.55$ ГэВ для различных мод распадов η -мезона: сплошная линия — $\eta \rightarrow 3\gamma$; штриховая линия — $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$; пунктир — $\eta \rightarrow 3\pi^0$.

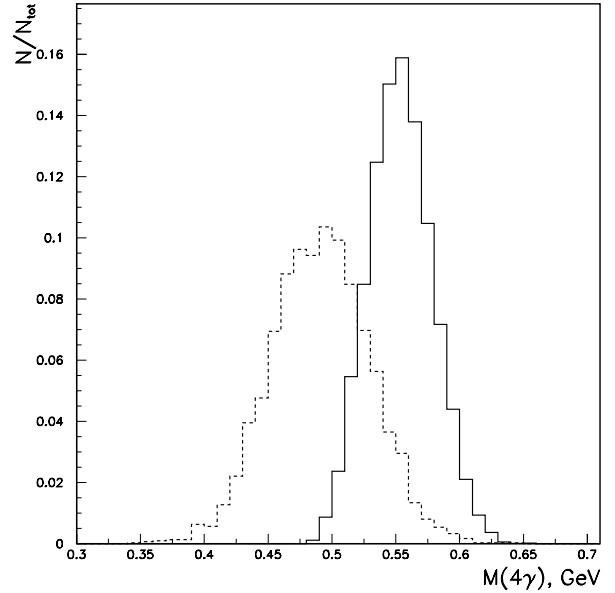


Рис. 12. Распределения по эффективной массе системы четырех зарегистрированных γ -квантов в реакции $p^2D \rightarrow \eta^3He$ (нормированы на единицу) при условии, что полная зарегистрированная энергия $E > 0.55$ ГэВ для различных распадов η -мезона: сплошная линия — $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$; штриховая линия — $\eta \rightarrow 3\pi^0$.

4.2. Специальные методы подавления фона

Чувствительность эксперимента по поиску редких распадов определяется двумя факторами: статистикой полезных событий и ожидаемым уровнем фона. Чтобы подавить уровень фона и тем самым улучшить чувствительность эксперимента были применены методы отбора, основанные на кинематическом анализе событий и их классификации с помощью нейронных сетей. В качестве примера ниже мы кратко рассмотрим эффективность указанных методов для выделения распадов (1) и (2) в рамках постановки эксперимента на протонном пучке.

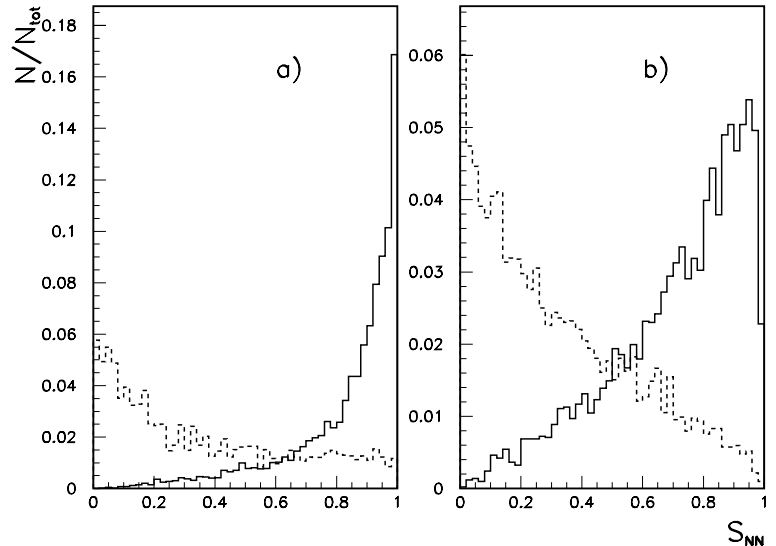
Для выделения распада (1) кинематический фит 3γ -событий проводился по гипотезам $p\ ^2D \rightarrow 3\gamma\ ^3He$ (2С-фит, учитывающий сохранение энергии в реакции и известную массу ядра 3He , $\chi_{2C}^2 < 10$ — основная гипотеза) и $p\ ^2D \rightarrow \pi^0\gamma\ ^3He$ (3С-фит, сохранение энергии в реакции, масса ядра 3He и масса π^0 -мезона, $\chi_{3C}^2 < 11.5$ — конкурирующая гипотеза). Для анализа были, таким образом, отобраны 3γ -события, удовлетворяющие следующим критериям: $\chi_{2C}^2 < 10$ и $\chi_{3C}^2 > 11.5$.

Для выделения распада (2) проводился кинематический фит 4γ -событий по гипотезе $p\ ^2D \rightarrow \pi^0\gamma\gamma\ ^3He$ (3С-фит, сохранение энергии в реакции, масса ядра 3He и масса π^0 -мезона), и отбирались события с $\chi_{3C}^2 < 11.5$, основная гипотеза.

Нейронные сети использовались для дальнейшего подавления фоновых событий, прошедших кинематический фит. Сеть состояла из трех слоев. На первый подавались исходные данные, второй слой, скрытый, состоял из 13 узлов, и, наконец, третий слой, состоящий из одного узла с линейной передаточной функцией, обеспечивал отклик нейронной сети на событие в виде сигнала S_{NN} , заключенного между нулем и единицей. События далее классифицировались по величине этого сигнала.

Пространство признаков, характеризующее каждое событие, было образовано из комбинаторных масс пар γ -квантов. Обучение сети было проведено на двух выборках событий: событий изучаемого редкого распада и фоновых событий. Каждая выборка содержала по 10 тыс. событий. После обучения сети проверка ее эффективности осуществлялась на другой статистически независимой выборке.

Рис. 13. Нормированные на единицу S_{NN} -распределения, полученные на тестовых выборках при выделении редких распадов η -мезона: **a)** $\eta \rightarrow 3\gamma$ из 3γ -событий; **b)** $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ из 4γ -событий; сплошные линии — искомые выделяемые распады, пунктирные линии — фон.



На рис. 13 показаны нормированные на единицу S_{NN} -распределения, полученные на тестовых выборках при выделении редких распадов (1) и (2) из 3γ - и 4γ -событий от фоновых распадов (2) и (5) соответственно. Как видно из рисунков, введение отбора по S_{NN} позволяет заметно подавить фоновые процессы и тем самым дополнительно повысить чувствительность эксперимента к редким распадам η -мезона в несколько раз по сравнению с традиционной методикой кинематического анализа событий.

В табл. 5 и 6 представлены *относительные* эффективности регистрации распадов (1), (2) и (5) как событий реакций $p \ ^2D \rightarrow 3\gamma \ ^3He$ и $p \ ^2D \rightarrow \pi^0\gamma\gamma \ ^3He$ соответственно при введении дополнительных отборов на основе кинематического анализа событий и алгоритмов нейронных сетей.

Таблица 5. *Относительные* эффективности регистрации распадов η -мезона как событий реакции $p \ ^2D \rightarrow 3\gamma \ ^3He$ при импульсе 1.58 ГэВ/с после введения различных отборов, в том числе на основе кинематического анализа и алгоритмов нейронных сетей.

Критерии отбора событий $p \ ^2D \rightarrow 3\gamma \ ^3He$	Относительные эффективности регистрации		
	$\eta \rightarrow 3\gamma$	$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\pi^0$
3γ	1.0	1.0	1.0
$E > 0.55$ ГэВ	0.97	0.26	0.0051
$E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_{2C} < 10$	0.94	0.096	0.00051
$E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_{2C} < 10$ $S_{NN} > 0.6$	0.83	0.023	0.00012
$E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_{2C} < 10$ $S_{NN} > 0.8$	0.68	0.011	0.000061

Таблица 6. *Относительные* эффективности регистрации распадов η -мезона как событий реакции $p \ ^2D \rightarrow \pi^0\gamma\gamma \ ^3He$ при импульсе 1.58 ГэВ/с после введения различных отборов, в том числе на основе кинематического анализа и алгоритмов нейронных сетей.

Критерии отбора событий $p \ ^2D \rightarrow \pi^0\gamma\gamma \ ^3He$	Относительные эффективности регистрации		
	$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 2\pi^0$	$\eta \rightarrow 3\pi^0$
4γ	1.0	1.0	1.0
$E > 0.55$ ГэВ	0.97	0.98	0.074
$E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_{3C} < 11.5$	0.92	0.93	0.0081
$E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_{3C} < 11.5$ $S_{NN} > 0.6$	0.72	0.80	0.00057

4.3. Сечения процессов и ожидаемые числа распадов

Сечения процессов и ожидаемые числа распадов η -мезонов в реакции (19), которые можно зарегистрировать в рассмотренном эксперименте на протонном пучке при интенсивности 10^{10} р/с, приведены в табл. 7. А на рис. 14 и 15 представлены соответственно

спектры эффективных масс 3γ - и $\pi^0\gamma\gamma$ -систем, ожидаемые в таком эксперименте на протонном пучке при статистике 10^8 рожденных η -мезонов. При этом для относительной вероятности трехфотонного распада принято значение $5 \cdot 10^{-5}$, на порядок величины меньше современного верхнего предела. Вероятности распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0$ взяты из таблиц частиц [18].

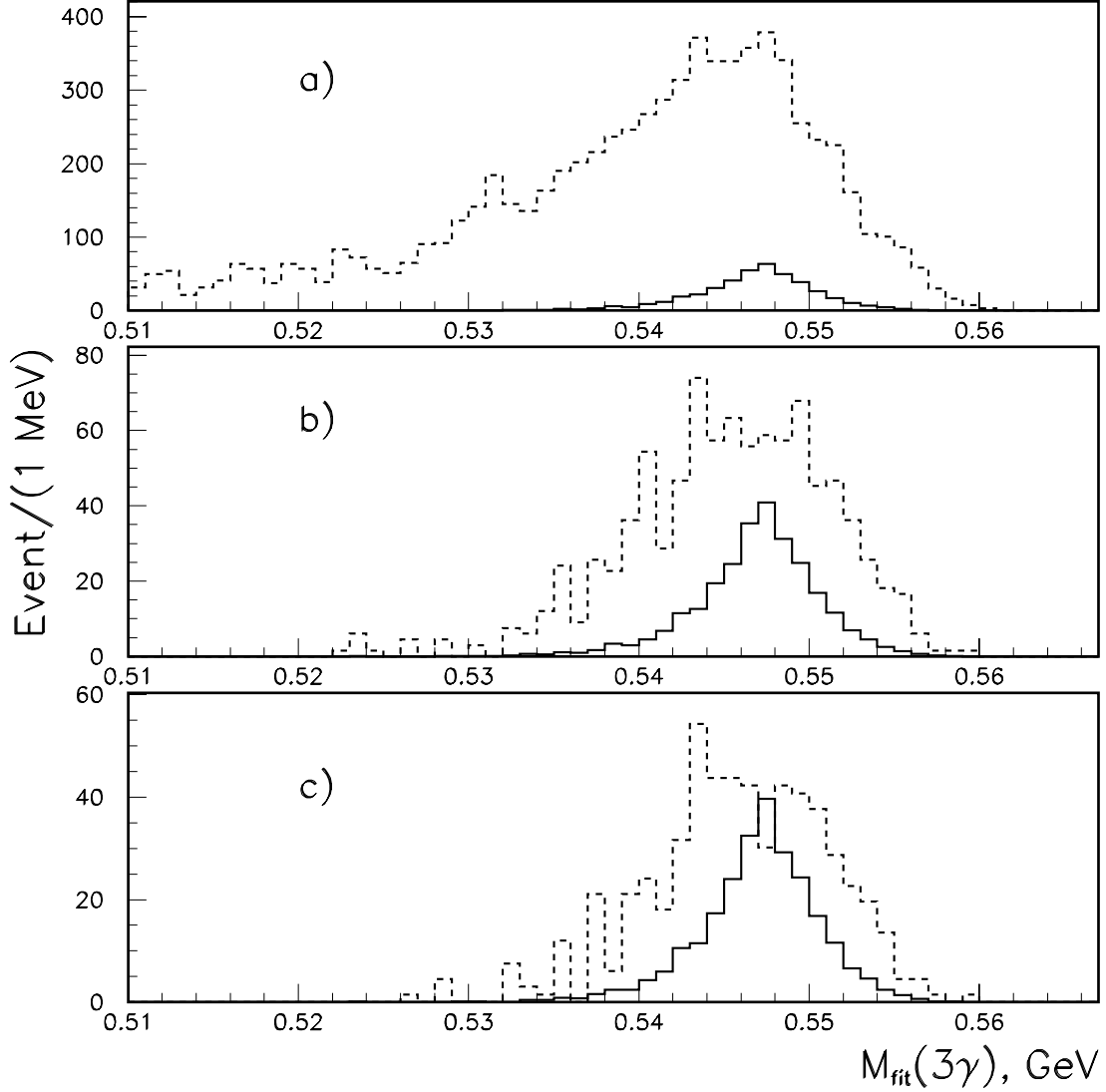


Рис. 14. Ожидаемые спектры фитированных масс выделенных 3γ -событий в реакции $p \ ^2D \rightarrow \eta \ ^3He$; сплошная линия — результат кинематического фита при статистике $N = 10^8$ рожденных η -мезонов и следующих условиях отбора: **a)** $E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_{2C} < 10$; **b)** то же, что и (a), но при дополнительном использовании методики нейронных сетей с критерием отбора $S_{NN} > 0.8$; **c)** то же, что и (b), но при дополнительном отборе по измеренной эффективной измеренной массе трех γ -квантов $M_{meas} > 0.54$ ГэВ; сплошная линия — распад $\eta \rightarrow 3\gamma$, пунктиром показан суммарный фон от распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0$ (для вероятности распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ принято значение $5 \cdot 10^{-5}$, вероятности фоновых распадов $BR(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = 7.1 \cdot 10^{-4}$ и $BR(\eta \rightarrow 3\pi^0) = 0.321$ взяты из таблицы частиц).

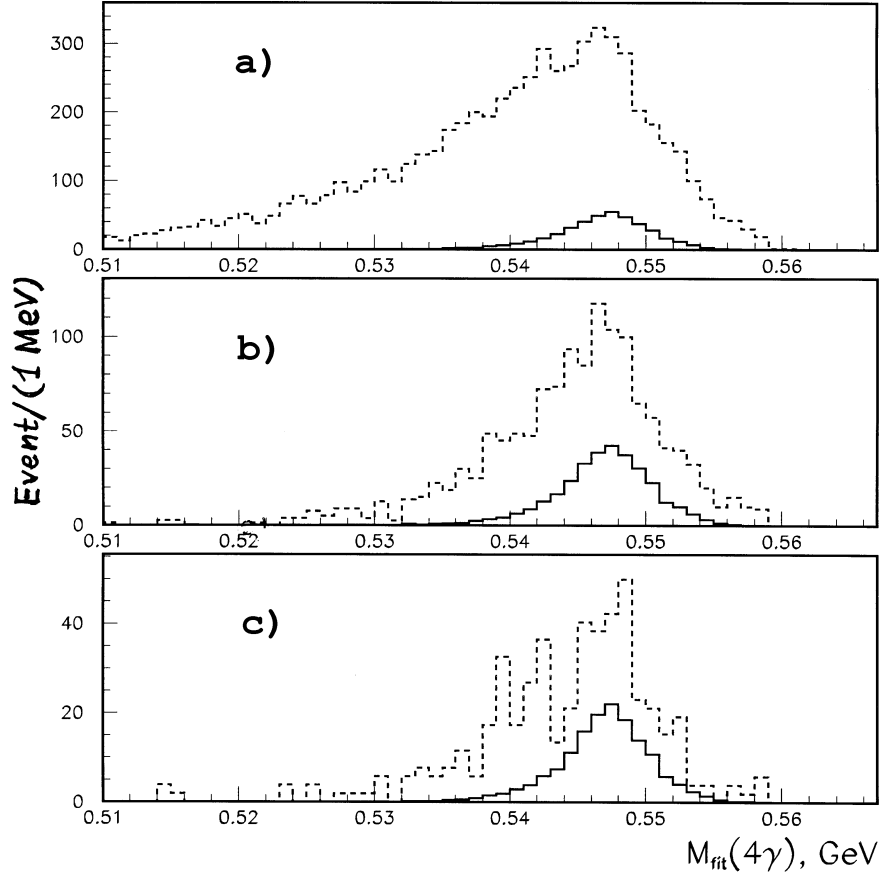


Рис. 15. Ожидаемые спектры фитированных масс выделенных $\pi^0\gamma\gamma$ -событий в реакции $p^2D \rightarrow \eta^3He$; сплошная линия — результат кинематического фита при статистике $N = 10^8$ рожденных η -мезонов и условиях отбора: **a)** $E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_{3C} < 11.5$; **b)** то же, что и (a), но при дополнительном использовании методики нейронных сетей с критерием отбора $S_{NN} > 0.6$; **c)** то же, что и (b), но при дополнительном отборе событий по измеренной эффективной массе четырех γ -квантов $M_{meas} > 0.54$ ГэВ; сплошная линия — распад $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, пунктиром показан фон от распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$, вероятности обоих распадов взяты из таблицы частиц.

Таблица 7. Сечения процессов, частота событий и ожидаемые числа распадов η -мезона, которые можно будет зарегистрировать в реакции $p^2D \rightarrow \eta^3He$ на протонном пучке 1.58 ГэВ/с с интенсивностью 10^{10} р/с в течение 30 суток работы ускорителя У-70 при использовании мишени ${}^6Li^2D$ длиной 1 см и трехплечевого спектрометра (по одному модулю PHOS в каждом плече).

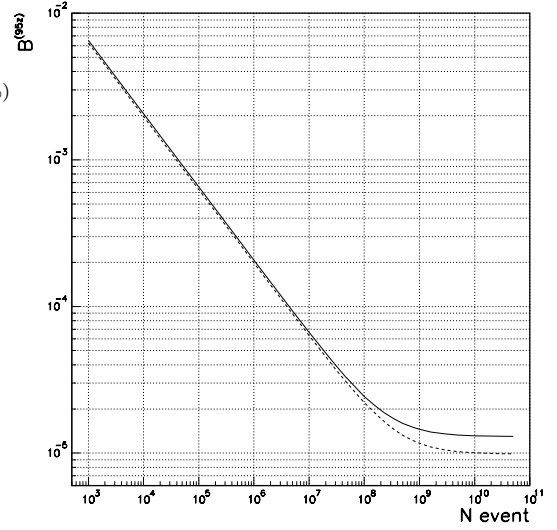
	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\gamma$	$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\pi^0$
BR	0.393	5×10^{-5}	7×10^{-4}	0.321
σBR	220 nb	28 pb	0.39 nb	180 nb
f_{rate}	14 Hz	1.7×10^{-3} Hz	2.4×10^{-2} Hz	11 Hz
N^{prod}	$3.6 \cdot 10^7$	4500	63000	$2.9 \cdot 10^7$
N^{det}	$2.9 \cdot 10^6$	140	400	11600
$N_{3\gamma}^{det}$	—	100	60	350
$N_{\pi^0 2\gamma}^{det}$	—	—	320	950

По достижению уровня $\sim 10^8$ рожденных η -мезонов в эксперименте на p -пучке чувствительность эксперимента к С-запрещенному распаду $\eta \rightarrow 3\gamma$ выполаживается, рис.16. Как видно из рисунка, верхний предел для относительной вероятности этого распада, который может быть получен на 95%-ном уровне достоверности при статистике $N = 10^8$ начальных η -мезонов в постановке эксперимента на p -пучке (месячный сеанс на У-70), равен

$$BR_{lim}(\eta \rightarrow 3\gamma) = 2 \times 10^{-5}, \quad (27)$$

что в 25 раз лучше мирового уровня на начало 1999 г. При дальнейшем увеличении статистики эксперимента можно рассчитывать на понижение указанного верхнего предела еще максимум вдвое. Одновременно в эксперименте при начальной статистике $N = 10^8$ η -мезонов будет зарегистрировано 3×10^3 распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, что позволит измерить матричный элемент этого распада.

Рис. 16. Чувствительность эксперимента, характеризуемая величиной верхнего предела $BR^{(95\%)}$ на вероятность распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ на 95%-м уровне достоверности, в зависимости от числа произошедших событий $p^2D \rightarrow \eta^3He$; сплошная линия — результат фита с последующей селекцией нейронными сетями при критериях отбора: $E > 0.55$ ГэВ, $\chi^2_C < 10$, $S_{NN} > 0.8$; пунктир — то же, что и для сплошной линии, но при дополнительном обрезании $M_{meas} > 0.54$ ГэВ, где E и M_{meas} — соответственно полная измеренная энергия системы 3γ и ее измеренная эффективная масса.



Что касается постановки эксперимента на π^+ -пучке, спектры масс 3γ - и $\pi^0\gamma\gamma$ -систем качественно не отличаются от приведенных на рис. 14 и 15. Ожидаемые числа распадов η -мезона, которые можно будет зарегистрировать на пионном пучке с интенсивностью 10^7 част./с в течение 30 суток работы ускорителя У-70 при использовании мишени длиной 1 см, приведены в табл. 8.

Таблица 8. Сечения процессов, частота событий и ожидаемые числа распадов η -мезона, которые можно будет зарегистрировать в эксперименте на пионном пучке 3 ГэВ/с с интенсивностью 10^7 π^+ /с в течение 30 суток работы ускорителя У-70 при использовании мишени ${}^6\text{LiH}$ длиной 1 см.

	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\gamma$	$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\pi^0$
BR	0.393	5×10^{-5}	7×10^{-4}	0.321
f^{rate}	110 Hz	1.4×10^{-2} Hz	0.2 Hz	90 Hz
N^{prod}	$2.9 \cdot 10^7$	3630	$5.1 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^7$
N^{det}	$8.2 \cdot 10^6$	480	3000	3500
$N_{3\gamma}^{det}$	—	330	140	460
$N_{\pi^0 2\gamma}^{det}$	—	—	2200	2900

5. Дальнейшие перспективы

Как уже отмечалось выше, изучение редких распадов других мезонов в эксперименте на π^+ -пучке не вызывает особых затруднений. Сдвигая вдоль пучка систему мечения, можно настраивать триггер на регистрацию мезонов ω , η' , $a_0(980)$ и $f_1(1285)$, $\eta(1295)$, $a_2(1320)$ и т.д., и проводить их детальное исследование. При этом статистическую обеспеченность по сравнению с обычными для ИФВЭ экспериментами при импульсах 20–45 ГэВ/с можно поднять также на 2–3 порядка величины.

Интерес к такого типа высокостатистическим экспериментам большой, см. например, обзор [37], где предложена целая программа по адронной спектроскопии при низких энергиях. Для иллюстрации открывающихся возможностей в табл. 9 представлены сечения и ожидаемые числа событий для нескольких процессов при импульсе 3 ГэВ/с в течение одних суток работы ускорителя У-70.

Таблица 9. Сечения образования различных мезонов в $\pi^+ {}^6\text{Li}$ -взаимодействиях при импульсе 3 ГэВ/с и ожидаемые числа событий в течение одних суток работы ускорителя У-70 при использовании мишени ${}^6\text{LiH}$ длиной 1 см.

Процесс	σ , мб	N_{prod}
$\pi^+ {}^6\text{Li} \rightarrow \eta p X$	0.45	2.4×10^6
$\pi^+ {}^6\text{Li} \rightarrow \omega p X$	2.1	1.1×10^7
$\pi^+ {}^6\text{Li} \rightarrow \eta' p X$	0.15	0.8×10^6
$\pi^+ {}^6\text{Li} \rightarrow a_2(1310) p X$	0.42	2.2×10^6

По-видимому, такого типа высокостатистические эксперименты будут актуальны в течение ближайших 5–7 лет. Они позволят значительно расширить наше понимание физики легких адронов.

В заключение авторы выражают свою благодарность за полезные обсуждения А.М.Зайцеву, В.М.Кутьину, В.Ф.Образцову.

Список литературы

- [1] Бинон Ф. и др. // ЯФ. 1982, т. 36, с.670;
Бинон Ф. и др. // ЯФ. 1984, т. 39, с. 1429;
Алди Д. и др. // ЯФ. 1993, т. 56, с. 137; Z.Phys. 1994, C61, p. 35.
- [2] Битюков С.И и др. // ЯФ. 1983, т. 38, с. 1205; ЯФ. 1987, т. 46, с. 506;
Битюков С.И и др. // Письма ЖЭТФ. 1986, т. 42, с. 310.
- [3] Битюков С.И. и др. Препринт ИФВЭ 91-95, Серпухов, 1991;
Belalidze G.M. et al. // Zeit. Phys. 1992, C54, p. 367;
Amelin D.V. et al. // Z.Phys.C 66 (1995), 71.
- [4] Вавилов Д.В., Викторов В.А., Головкин С.В. и др. Препринт ИФВЭ 95-143, Протвино, 1995.
- [5] Прокошкин Ю.Д. Препринт ИФВЭ 98-13, Протвино, 1998; ЯФ. 1999, т. 62, №3, с. 396.
- [6] Binon F. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1986, A248, p. 86.

- [7] БИТЮКОВ С.И и др. // ЯФ. 1984, т. 39, с. 1165; БИТЮКОВ С.И и др. Препринт ИФВЭ 98-13, Протвино, 1998.
- [8] ВАВИЛОВ Д.В. и др. Препринт ИФВЭ 95-106, Протвино, 1995; ВАВИЛОВ Д.В. и др. // ЯФ. 57 (1994) 241.
- [9] Wolfenstein L. // Phys. Rev. Lett. 1964, v. 13, p.569.
- [10] Kobaiasi M. and Moskawa T. // Prog. Theor. Phys. 1973, **49** p. 652.
- [11] Bernstein I. et al. // Phys. Rev. B139, 5 (1965) p. 1650-1659.
- [12] Сахаров А.Д. // Письма ЖЭТФ. 1967, т. 5, с. 32.
- [13] Nefkens B.M.K. // Crystal Ball Note-97-005, July 24, 1997.
- [14] Алди Д. и др. // ЯФ. 1984, т. 40, с. 1447.
- [15] Tarrach R. – In: *Some questions of theoretical physics 1975*, GIFT-4-76, p.289, Zaragoza, Spain, 1976.
- [16] Herczeg P. – In: *Production and Decay of Light Mesons*, p.36, editor P.Fleury, World scientific, Paris, 1988.
- [17] Abegg R. et al. // Phys. Rev. 1996, D53. p. 11.
- [18] Review of Particle Physics. // Phys. Rev. 1996, v.D54, p. 1.
- [19] Fajfer S., Oakes R.J. // Phys. Rev. 1990, 42, p. 2392.
- [20] Weinberg S. // Phys. Rev. 1975, D11, p. 3583.
- [21] Langacker P., Pagels H. // Phys. Rev. D19 (1979) 2070.
- [22] Герштейн С.С., Логунов А.А. // ЯФ. 1984, т. 39, с. 1514; // ЯФ. 1986, т. 44, с. 1253.
- [23] Liu L.C. – In: *Proced. of 3-rd Int'l Symposium of Pion-Nucleon and Nucleon-Nucleon Physics* (Gachina, April, 1989), p. 299.
- [24] Berger J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988, v. 61, p. 919;
Mayer B. Preprint DPhN (Saclay) 90-63 – 1990; Workshop on Physics and Detectors for DAFNE. Frascati, Italy, April 9–12, 1991.
- [25] Calen H. et al. *Detector Setup for a Cooler Storage Ring with Internal Target*, WASA/PROMICE Collaboration, TSL/ISV-95-0117, 1995.
T. Johansson et al. *Threshold meson production at CELSIUS*, WASA/PROMICE Collaboration, TSL/ISV-98-0199, 1998.
- [26] Jacobs W.W. *Hadronic η -production*, American Institute of Physics, 1991.
- [27] Berger J. et al. // Phys. Rev. Let. 61 (1988) 919.
- [28] Scomparin E. et al. // J.Phys. G19 (1993) L51.

- [29] Bradt H.L., Peters B. // Phys.Rev. 77 (1950) 54.
- [30] Wilkin C. Preprint UCL-HEP 9302, 1993.
- [31] Flaminio V. et al. Preprint CERN-HERA 83-01, 30 August 1983, Geneva.
- [32] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC/95-71, 15 December 1995;
ALICE Collaboration, Letter of Intent, CERN/LHCC/93-16, December 1993.
- [33] ALICE Collaboration, PHOS TDR, CERN/LHCC 99-4, ALICE TDR 2, 5 March 1999.
- [34] Боголюбский М.Ю. и др. — В сб.: Материалы рабочего совещания УНК-600. Протвино, 1994, с.56.
- [35] Berger J. et al. // Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 919.
- [36] Danbug J.S., Abolins M.A., Dahn I. et al. // Phys. Rev. D2 (1970) 2564.
- [37] Ландсберг Л.Г. // УФН, 1992, т.162, №1, с. 3-34.
- [38] Kobushkin A.P. Proceedings of the International symposium “Dubna Deuteron-93”, p.71-82, E2-94-95, Dubna 1994.
- [39] ALICE Technical Design Report. Photon Spectrometer PHOS, CERN/LHCC 99-4, ALICE TDR 2, 5 March 1999.

Рукопись поступила 25 мая 1999 г.

А.В. Артамонов и др.

О возможности экспериментального изучения редких распадов η -, ω -, η' -мезонов на ускорителе У-70.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 27.05.99. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 3. Уч.-изд.л. 2,4. Тираж 130. Заказ 167. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

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

