



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2002-3
ОЭФ

А.А. Асеев, М.Ю. Боголюбский, В.А. Викторов, С.А. Константинов,
В.М. Кутын, Б.В. Полищук, С.А. Садовский, В.А. Сенько,
Ю.В. Харлов

Институт физики высоких энергий, Протвино

В.Ю. Батусов, Ю.Ф. Ломакин, И.А. Минашвили, М.А. Назаренко,
Н.Л. Русакович, А.С. Соловьев, И.А. Суслов, В.Б. Флягин,
Д.И. Хубуа, А.Н. Шалюгин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

**ПРЕДЛОЖЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ИЗУЧЕНИЮ МЕЗОН-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
И ПОИСКУ РЕДКИХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ
НА УСТАНОВКЕ ГИПЕРОН-М**

Протвино 2002

Аннотация

Асеев А.А., Боголюбский М.Ю., Викторов В.А. и др. Предложение эксперимента по изучению мезон-ядерных взаимодействий и поиску редких распадов мезонов на установке “Гиперон-М”.: Препринт ИФВЭ 2002–3. – Протвино, 2002. – 30 с., 13 рис., 9 табл., библиогр.: 47.

Представлено предложение эксперимента по поиску и изучению критичных для современной теории редких распадов η -, ω - и η' -мезонов, а также различных мезон-ядерных эффектов на установке “Гиперон-М” на качественно новом уровне статистической точности. Достигается это модернизацией установки “Гиперон-М” с применением системы мечения рождения указанных мезонов в зарядо-вообменной реакции π^+n на нейтронах легких и тяжелых ядер, а также применением современной методики подавления фоновых событий с использованием нейронных сетей на стадии обработки данных. Эксперимент предлагается провести при импульсах 5–15 ГэВ/с на π^+ -пучке 18-го канала ускорителя У-70 ИФВЭ. Проведенное моделирование эксперимента методом Монте-Карло показало его высокую чувствительность к регистрации редких нейтральных распадов η -мезона, позволяющую, в частности, более чем на порядок величины улучшить современную верхнюю граничную оценку для C -запрещенного распада $\eta \rightarrow 3\gamma$.

Abstract

Aseev A.A., Bogolyubsky M.Yu., Viktorov V.A. et al. Proposal of the Experiment on Study of Meson-Nuclear Interactions and Search of Rare Meson Decays at the “Hyperon-M”-Setup.: IHEP Preprint 2002–3. – Protvino, 2002. – p. 30, figs. 13, tables 9, refs.: 47.

The proposal of experiments at the U-70 accelerator (IHEP, Protvino) on the setup Hyperon-M at 7 GeV/c for seeking and studying of critical for the modern theory rare neutral η -, ω -, η' -meson decays as well as different meson-nuclear effects at a qualitatively new level of statistical accuracy is considered. This is achieved by modernization of the Hyperon-setup with applying produced meson tagging in the charge-exchange reaction π^+n with neutrons of light and heavy nuclei, using electromagnetical calorimetry on the base of lead glass and attaching of neural net approach at the stage of data processing. The is proposed to carry out at 5–15 GeV/c at 18 channel of the IHEP U-70 accelerator. 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, and particularly it allows to improve the upper limit for C -forbidden $\eta \rightarrow 3\gamma$ decay by more than the order of magnitude.

Введение

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

Этому направлению в ИФВЭ и ОИЯИ всегда уделялось большое внимание, и целый ряд полученных результатов широко известен, см., например, работы [1,2,3,4,5]. Более того, потенциал ИФВЭ и в настоящее время представляется в этой области далеко не исчерпанным. Однако чтобы реализовать (при приемлемых затратах) этот потенциал, необходимо перейти к специализированным установкам, предназначенным исключительно для изучения редких распадов отдельных мезонов. С этой целью мы предлагаем модернизировать установку “Гиперон” и провести серию экспериментов по поиску и изучению редких нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов, образующихся в зарядовообменных π^+n -взаимодействиях на качественно новом уровне статистической точности.

Простые оценки показывают, что статистическая обеспеченность экспериментов может быть повышена на несколько порядков величины: во-первых, за счет перехода на низкие энергии пучка (5–15 ГэВ), где сечение эксклюзивных процессов на порядок величины выше, чем при традиционных для ИФВЭ энергиях 30–40 ГэВ, при фактически неизменном полном сечении π^+N -взаимодействий; во-вторых, за счет мечения образования изучаемых мезонов, что позволит не загружать “бесполезными” событиями как систему сбора данных, так и накопители регистрируемой информации; и в третьих, за счет модернизации самой системы сбора данных для радикального повышения скорости приема.

Следует отметить, что высокостатистические эксперименты по изучению реакций перезарядки на ядрах представляют большой интерес также и для изучения явлений, возникающих при прохождении адронов через ядерную материю. В рамках КХД эти явления интерпретируются в терминах экранировки цвета, цветовой прозрачности ядер и длины формирования адронов (см. обзоры [6,7]).

В рамках этого подхода, поскольку точечные бесцветные адроны не могут взаимодействовать с цветными полями ядер, находит свое естественное объяснение связь адрон-ядерных сечений с размерами адронов [8], что может быть использовано для измерения последних. Например сечение мезон-ядерного взаимодействия в первом приближении пропорционально квадрату расстояния между составляющими мезон кварком и антикварком [9]. А это уже представляет интерес и для мезонной спектроскопии. В частности, интерес представляет изучение широкого класса мезонных резонансов (η , ω , η' , $a_2(1310)$, $f_2(1270)$ и т.д.), образующихся в реакции π^+n -перезарядки на различных ядрах и при различных импульсах π^+ -мезонов, а также измерение сечения взаимодействия указанных резонансов с ядрами.

Наконец, обратим внимание еще на один класс явлений, который может быть изучен в реакциях перезарядки пионов на ядрах. Речь идет о модификации свойств мезонов в ядерной среде (см. [10,11,12,13,14]). Суть явления состоит в том, что если, например, мезон образовался и распался внутри ядра, то теория предсказывает изменение массы и ширины мезона по сравнению с теми, которые этот мезон имеет в вакууме. При этом сдвигка по массе может достигать нескольких десятков МэВ, что заведомо находится в пределах точности экспериментов на установке “Гиперон”. Актуальность экспериментального изучения такого класса явлений в последнее время заметно возросла в связи с ведущимися (RHIC) и планируемыми (ALICE) экспериментами по поиску кварк-глюонной плазмы, где также предсказываются аналогичные явления, но уже как следствие модификации свойств мезонов в кварк-глюонной плазме.

Ниже мы подробно рассмотрим постановку экспериментов по поиску и изучению редких нейтральных распадов легких мезонов на модифицированной установке “Гиперон” (в дальнейшем “Гиперон-М”) в реакциях перезарядки пионов на ядрах, равно как и постановку экспериментов по изучению явлений, возникающих при прохождении образовавшихся мезонов через ядерную материю. Данная установка расположена на канале №18 ускорителя У-70, который позволяет легко иметь “в тени” вторичный пучок π^+ -мезонов с импульсом в интервале 5–15 ГэВ/с без ущемления интересов других потребителей ускорительного времени.

Материал предложения организован следующим образом: в первом разделе рассматривается физическая программа предлагаемого эксперимента, включающая изучение редких нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов, а также изучение различных мезон-ядерных эффектов при образовании мезонов в ядерной среде; второй раздел посвящен анализу кинематики реакции π^+n -перезарядки на ядрах (которая выбрана в качестве источника различных мезонов в эксперименте) и методике мечения “полезных” событий; в третьем разделе описывается установка “Гиперон-М”, организация триггера и системы сбора данных установки; четвертый раздел содержит в качестве примера потенциала предлагаемого эксперимента результаты моделирования эксперимента с целью поиска редких распадов η -мезона, здесь детально анализируются возможности поиска и изучения распадов $\eta \rightarrow 3\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$; в пятом разделе рассмотрены стадии модернизации установки “Гиперон”, оценка их стоимости и перспективы эксперимента.

1. Физическая программа эксперимента

Физическая программа предлагаемого эксперимента включает два направления: поиск редких распадов нейтральных мезонов и изучение различных мезон-ядерных эффектов, возникающих при образовании, прохождении и распаде мезонов в тяжелых ядрах.

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

После открытия нарушения P -четности в слабых взаимодействиях и CP -четности в распадах нейтральных каонов стало очевидным, что необходимы строгие экспериментальные обоснования дискретных симметрий всех типов взаимодействий. К настоящему времени нарушение C -инвариантности обнаружено только в слабых распадах заряженных частиц и их античастиц, и нет никаких свидетельств нарушения C -четности в распадах истинно нейтральных частиц. Таким образом, поиск C -несохранения в нейтральных распадах так же, как и поиск CP -несохранения в распадах частиц, отличных от K^0 -мезонов, имеет первостепенное значение для понимания общей картины взаимодействий. Еще на начальной стадии изучения этого феномена был выдвинут ряд теоретических моделей для его объяснения [15,16]. Заслуживает, в частности, упоминания гипотеза [17], что электромагнитные взаимодействия адронов нарушают C - и T -инвариантность, и CP -нарушение сводится к объединенному эффекту слабых и электромагнитных взаимодействий. Для проверки этой гипотезы было предложено исследовать распады η -мезона.

Окружающий нас мир является резко C -асимметричным с огромным преобладанием вещества над антивеществом. Поэтому изучение распадов, связанных с нарушением зарядовой инвариантности, крайне важно для понимания процессов в ранней Вселенной [18]. С современной точки зрения, есть ряд возможностей для понимания барионной асимметрии Вселенной [19]. В одних моделях уже в первые моменты эволюции Вселенной (т.е. при чрезвычайно больших энергиях) образуется избыток барионов, который далее замораживается и не сводится к нулю дальнейшей термализацией за счет сохранения разности числа барионов и лептонов ($B - L$ -сохранения). В других моделях барионная асимметрия появляется позже и объясняется по крайней мере частично слабым фазовым переходом, происходящим при остывании Вселенной в процессе ее расширения. Но полное количественное согласие с наблюдаемыми данными требует, по-видимому, привлечения аргументов, выходящих за рамки Стандартной Модели.

В настоящее время в различных лабораториях в мире (ИФВЭ, Фермилаб, ЦЕРН) планируется или проводится ряд экспериментов, посвященных исследованию CP -несохранения в распадах K -, D - и B -мезонов, а также нарушению C -четности в распадах η -мезона [20,21]. Таким образом, эксперименты по поиску C -запрещенных распадов легких нейтральных мезонов являются, несомненно, актуальными.

1.1.1. Распады η -мезона

С современной точки зрения, большой интерес представляет изучение следующих редких нейтральных распадов η -мезона (см., например, [21]):

$$\eta \rightarrow 3\gamma, \tag{1}$$

$$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma, \tag{2}$$

$$\eta \rightarrow \pi^0\pi^0, \tag{3}$$

$$\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma. \tag{4}$$

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. [22]). Этот распад намного более чувствителен к нарушению C -инвариантности, нежели распад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ [23].

В частности, в работе [24] для фактора относительной чувствительности распада (1) к нарушению C -четности 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, при этом было выделено ~ 75 событий распада, и измерена его относительная вероятность, $Br(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = (7.1 \pm 1.4) \times 10^{-4}$, что согласуется с моделью векторной доминантности. Этот распад рассматривался также и в рамках других моделей, в частности киральных. В этой связи особый интерес представляло бы измерение матричного элемента распада (2), что предполагает увеличение статистики эксперимента по крайней мере на порядок величины. Попутно здесь же отметим потенциально интересный C -запрещенный распад $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ($Br < 4 \times 10^{-5}$), который с кинематической и экспериментальной точек зрения весьма близок к распаду (2).

Нейтральный распад (3) до настоящего времени не изучался. Существует лишь слабое косвенное ограничение на его вероятность, $Br(\eta \rightarrow \pi^0\pi^0) < 2.8\%$ [25], а также на вероятность заряженной моды $Br(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-) < 1.5 \times 10^{-3}$ [26].

Наконец, в последнее время появился ряд интересных результатов по нейтральным распадам η -мезона с установки Crystal Ball (CB), экспонированной на сепарированном π^- -пучке в BNL, см.[27,29,28]. В качестве источника η -мезонов использовалась реакция перезарядки $\pi^- p \rightarrow \eta n$ при импульсе 720 МэВ/с. Общее число зарегистрированных двухфотонных распадов η -мезона за время проведения эксперимента составило $3.6 \cdot 10^6$, что в ~ 20 раз больше чем в предыдущем эксперименте на установке ГАМС [22]. Результаты эксперимента CB представлены в табл. 1. Это самый статистически значимый эксперимент по нейтральным распадам η -мезона в настоящее время.

Таблица 1. Результаты эксперимента Crystal Ball в BNL по поиску редких распадов η -мезона [27, 29,28], полное число зарегистрированных распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ составляет $3.6 \cdot 10^6$.

Распад	Измеренный Br
$\eta \rightarrow 3\gamma$	$< 4.5 \cdot 10^{-5}$, 95% C.L.
$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$(3.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow 2\pi^0\gamma$	$< 4.2 \cdot 10^{-4}$, 90% C.L.
$\eta \rightarrow 2\pi^0\gamma\gamma$	$< 3.1 \cdot 10^{-3}$, 90% C.L.
$\eta \rightarrow 3\pi^0\gamma$	$< 7.0 \cdot 10^{-7}$, 90% C.L.
$\eta \rightarrow 4\pi^0$	$< 6.9 \cdot 10^{-7}$, 90% C.L.

Вместе с тем следует отметить, что с нашей точки зрения наиболее интересные результаты по C -запрещенным распадам ($\eta \rightarrow 3\gamma$, $\eta \rightarrow 2\pi^0\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0\gamma$) представлены пока лишь в виде внутреннего сообщения эксперимента CB [27], и поэтому явно носят предварительный характер (ср., например, основанный на одном и том же экспериментальном материале $Br(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = (0.28 \pm 3.03) \cdot 10^{-4}$, приведенный в этом сообщении CB, и $Br(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = (3.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$, доложенный недавно на конференции HADRON-2001 [29]).

Более того, для экспериментов на CB характерны, по-видимому, заметно большие уровни фона, поскольку при достигнутом увеличении статистики в 20 раз по сравнению с экспериментами на установке ГАМС мы вправе ожидать повышения точности эксперимента CB в $\sqrt{20} \approx 4.5$ раз при прочих равных условиях, тогда как в действительности точность эксперимента CB, например в случае измерения вероятности распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$,

была эффективно повышена всего лишь в $1.4/0.9=1.55$ раза, т.е. в 3 раза меньше ожидаемой. В этой связи вызывает вопросы и результат СВ по вероятности трехфотонного распада $Br(\eta \rightarrow 3\gamma) < 4.5 \cdot 10^{-5}$. По сравнению с результатами на установке ГАМС можно было ожидать здесь ограничение на уровне $5 \cdot 10^{-4}/\sqrt{20} \approx 10^{-4}$ или даже несколько больше, учитывая указанное выше соотношение точностей для распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$. Однако повторим, результаты по C -запрещенным распадам пока не опубликованы коллаборацией СВ в открытой печати.

Что касается настоящего предложения, планируемое увеличение статистики эксперимента “Гиперон-М” на два порядка величины по сравнению с экспериментами на установке ГАМС и, следовательно, на порядок величины по сравнению с данными СВ представляет несомненный интерес для изучения распадов $\eta \rightarrow 3\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$. Необходимо, по крайней мере, подтвердить результаты СВ по этим распадам. Кроме того, эксперименты на установке “Гиперон-М” позволят опустить верхний предел на вероятность распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ еще раз в пять по сравнению с результатом СВ.

Получение сколько-нибудь значимой оценки по сравнению с данными СВ для вероятности распада (4) проблематично из-за более интенсивного фона от распада

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

в случае эксперимента “Гиперон-М”, что делает изучение 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 установке “Гиперон-М”, по-видимому, возможно, но требует специального изучения. Наконец, двухфотонный распад η -мезона

$$\eta \rightarrow 2\gamma \quad (6)$$

предполагается использовать в эксперименте для мониторинга общего числа η -мезонов, образовавшихся в ходе проведения измерений, $Br(\eta \rightarrow 2\gamma) = (0.3933 \pm 0.0025)$ [26].

1.1.2. Распады ω -мезона

Среди нейтральных распадов ω -мезона несомненный интерес представляют нарушающие C -четность распады

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

$$\omega \rightarrow \eta\gamma\gamma, \quad (8)$$

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

$$\omega \rightarrow 3\pi^0, \quad (10)$$

а также редкие радиационные распады

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

$$\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma. \quad (12)$$

Первые два распада до настоящего времени, по-видимому, вообще не изучались. Распады (9) и (10) изучались в ИФВЭ на установке ГАМС-2000, где были получены ограничения $Br < 1 \times 10^{-3}$ и 3×10^{-4} соответственно на 90%-м уровне достоверности [26].

Распад (12) был открыт в ИФВЭ в 1995 году на установке ГАМС-2000, $Br(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7.2 \pm 2.5) \times 10^{-5}$. Это первое наблюдение распада типа $V \rightarrow PP\gamma$, и измерение матричного элемента этого распада представляло бы большой интерес для теории. В эксперименте распад (11) не изучался. Теоретическая оценка его относительной вероятности составляет 6×10^{-6} [44], что лишь на порядок меньше вероятности уже открытого распада (12). Наконец, для мониторингирования общего числа ω -мезонов в эксперименте предполагается использовать распад

$$\omega \rightarrow \pi^0\gamma, \quad (13)$$

его относительная вероятность $Br(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = 0.085 \pm 0.005$ [26].

1.1.3. 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 волной функции [22, 23]). Поэтому экспериментальное изучение редких распадов η' -мезона можно рассматривать как перспективное направление для дальнейших исследований.

Таблица 2. Относительные вероятности Br [26] распадов η -, ω - и η' -мезонов по различным каналам, вероятности попадания ε всех продуктов распадов в апертуру установки и ожидаемые числа N событий в течение одних суток работы ускорителя У-70 при использовании мишени из Be длиной 4 см, пучка с импульсом 7 ГэВ/с и интенсивностью $10^6 \pi^+$ /с, времени сброса 1.8 с (звездочкой помечены распады, где в качестве величины Br используется $Br_{lim}(90\%)$ — верхний предел на 90%-м уровне достоверности).

Распад	Симметрия	Br	ε	N/Br , сутки $^{-1}$	N , сутки $^{-1}$
$\eta \rightarrow 2\gamma$	—	0.3933 ± 0.0025	0.743	615000	240000
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	G	0.3224 ± 0.0029	0.307	240000	77000
$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	—	$(7.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$	0.493	387000	275
$\eta \rightarrow 3\gamma$ *)	C	$5.0 \cdot 10^{-4}$	0.620	487000	240
$\eta \rightarrow 4\pi^0$ *)	CP	$6.9 \cdot 10^{-7}$	0.203	158000	0.1
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	—	$(8.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	0.426	850000	72000
$\omega \rightarrow \eta\gamma$	—	$(6.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$	0.374	750000	450
$\omega \rightarrow 2\pi^0\gamma$	—	$(7.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$	0.183	370000	27
$\omega \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ *)	—	$6.0 \cdot 10^{-6}$	0.188	380000	2.3
$\omega \rightarrow 3\gamma$ *)	—	$1.9 \cdot 10^{-4}$	0.383	770000	150
$\omega \rightarrow \eta\pi^0$ *)	C	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.277	550000	550
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	C	—	0.276	550000	—
$\omega \rightarrow \eta 2\gamma$	C	—	0.266	530000	—
$\omega \rightarrow 3\pi^0$ *)	C	$3.0 \cdot 10^{-4}$	0.118	240000	71
$\omega \rightarrow 4\pi^0$	C	—	0.042	85000	—
$\eta' \rightarrow 2\gamma$	—	$(2.12 \pm 0.14) \cdot 10^{-2}$	0.398	160000	3400
$\eta' \rightarrow \omega\gamma$	—	$(3.03 \pm 0.31) \cdot 10^{-2}$	0.153	61000	1850
$\eta' \rightarrow 2\pi^0\eta$	—	$(20.9 \pm 1.2) \cdot 10^{-2}$	0.041	16000	3300
$\eta' \rightarrow 3\pi^0$	G	$(1.56 \pm 0.26) \cdot 10^{-3}$	0.044	17000	27
$\eta' \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ *)	—	$8.0 \cdot 10^{-4}$	0.139	55000	44
$\eta' \rightarrow 2\pi^0$ *)	P,CP	$9.0 \cdot 10^{-4}$	0.179	72000	64
$\eta' \rightarrow 3\gamma$ *)	C	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.228	91000	9
$\eta' \rightarrow \pi^0\eta$	P,CP	—	0.132	53000	—
$\eta' \rightarrow \omega\pi^0$	C	—	0.096	38000	—
$\eta' \rightarrow 4\pi^0$ *)	CP	$5.0 \cdot 10^{-4}$	0.012	4800	2.4

Детальный анализ открывающихся здесь возможностей выходит за рамки настоящего предложения. Однако ввиду важности этого направления, даже краткое перечисление наиболее интересных распадов представляется полезным, см. табл. 2.

Перспективы изучения редких распадов различных мезонов на установке “Гиперон-М” определяются прежде всего ожидаемой статистикой распадов в эксперименте. Поэтому для полноты картины в табл. 2 приведены также ожидаемые числа различных распадов η -, ω - и η' -мезонов в течение одних суток экспозиции установки “Гиперон-М” на пучке при импульсе 7 ГэВ/с с учетом акцептанса установки.

1.2. Эффекты взаимодействия мезонов с ядерной материей

Ниже мы рассмотрим явления, возникающие при рождении мезонов в ядре, их дальнейшем взаимодействии с ядром, а также при последующем распаде мезонов внутри ядра.

Цикл измерения сечений реакций перезарядки пионов на ядрах был выполнен в ИФВЭ в 70-х годах (см. [35]). Статистика этих первых измерений была весьма ограниченной, а теоретическое осмысление результатов находилось в начальной стадии. В ОИЯИ подобные эксперименты проводились вплоть до 1993 г., и, в частности, здесь был обнаружен эффект экранировки цвета [36,37]. Работы вызвали большой интерес и получили первые премии ОИЯИ в 1987 и 1991 гг.

Предлагаемое повышение статистической обеспеченности эксперимента на 2-3 порядка величины (вполне реальное в рамках современной экспериментальной техники) открывает перспективы детального изучения предсказанных современной теорией эффектов мезон-ядерного взаимодействия, обусловленных цветовой прозрачностью ядер, конечными размерами адронов, фермиевским движением нуклонов в ядре и т.д.

Экспериментальное изучение мезонов, образовавшихся, а затем и распавшихся в одном ядре, насколько нам известно, до сих пор не проводилось. Вместе с тем такого типа эксперименты открывают возможности изучения свойств мезонов в ядерной материи, поскольку образовавшийся и распавшийся внутри ядра мезон все время находится в окружении ядерной материи. Современная же теория предсказывает изменение свойств мезонов, находящихся в ядерной материи, и, в частности, изменение их массы и ширины по сравнению с общеизвестными значениями, измеренными в вакууме.

1.2.1. Изучение мезон-ядерных взаимодействий

В данном разделе рассматриваются перспективы изучения взаимодействия легких мезонов с различными ядрами. В эксперименте могут быть измерены такие величины, как *ядерная прозрачность*, длина формирования различных мезонов, сечения их взаимодействия с нуклонами ядра. *Ядерная прозрачность* является важным параметром, определяющим поведение мезона в ядерной материи, и записывается в нашем случае в виде [34]

$$K = \sigma_A / (Z \cdot \sigma_N) , \quad (14)$$

где σ_A и σ_N — сечения изучаемой реакции на ядре и нуклоне соответственно; Z — заряд ядра.

Для легких ядер $K \simeq 1$. При поглощении в ядерном веществе вторичных адронов величина K будет уменьшаться с ростом атомного номера ядра A . К уменьшению K

при увеличении A приводит и эффект конечной длины формирования адрона l_f . Величина l_f — это расстояние в системе покоя ядра-мишени, которое необходимо пройти адрону (в нашем случае мезону) для превращения образовавшейся $q\bar{q}$ -пары (которая вначале не взаимодействует с нуклонами) в полноценный адрон (мезон) h с характерным для него сечением взаимодействия с нуклонами ядра. Теоретически величина l_f определяется формулой [39]

$$l_f = \nu / (m_h \cdot \Delta m) , \quad (15)$$

где ν — энергия рожденного мезона; m_h — масса адрона; Δm — разница между массами адрона и его 1-го орбитального возбуждения.

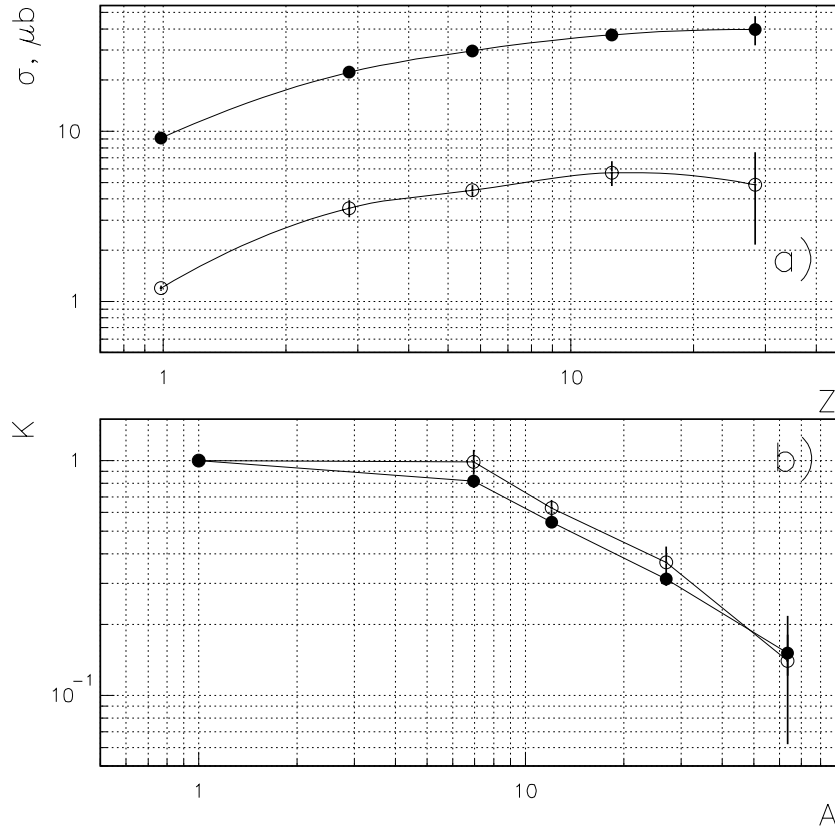


Рис. 1. Зависимость сечения зарядово-обменных реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ и $\pi^- p \rightarrow \eta n$ при 48 ГэВ/с от заряда ядра мишени Z (плавные кривые — сплайн, проходящий через экспериментальные точки), а также определенная по этим данным зависимость $K(A)$ (14) (экспериментальные точки соединены прямыми линиями). Черные точки — π^0 -мезоны, открытые точки — η -мезоны.

Если длина формирования адрона превышает диаметр ядра ($R_A = 1.2A^{1/3}$ ФМ), то ядерная прозрачность $K = 1$, если же $l_f < 2R_A$, то, начиная с ядра, для которого $A \simeq (l_f/2.4 \text{ ФМ})^3$, должно наблюдаться экспоненциальное уменьшение K с ростом атомного номера ядра-мишени. Зависимость K от A для данного адрона может быть получена посредством измерения сечений реакции образования адрона на различных ядрах. В ИФВЭ первые подобные измерения были проведены в 70-х годах для π^0 - и η - мезонов, образующихся в π -перезарядке на ядрах, см. [35]. На рис. 1а для иллюстрации показана измеренная зависимость сечения указанных реакций при импульсе 48 ГэВ/с. Эти

результаты не получили, однако, адекватную теоретическую интерпретацию. Вероятно, поэтому они не вызвали особого интереса, и эксперименты не были продолжены.

Вместе с тем, если провести обработку указанных данных в рамках современных теоретических представлений, то картина заметно меняется. На рис. 1b представлена наша интерпретация этой же экспериментальной информации из работы [35], но пересчитанной в виде зависимости ядерной прозрачности K от атомного номера ядра-мишени. Как видно из рисунка, данные находятся в хорошем согласии с современной теорией и представляют несомненный интерес: зависимость $K(A)$ характеризуется наличием плато при $0 < A < 7$, а далее при $A > 7$ наблюдается линейное в логарифмическом масштабе уменьшение $K(A)$ с ростом A . Такое поведение зависимости $K(A)$ позволяет, с одной стороны, вычислить длины формирования π^0 - и η -мезонов (при 48 ГэВ/с они приблизительно одинаковы и примерно равны диаметру ядра Be, $l_f(\pi^0), l_f(\eta) \approx 4.6$ Фм), а с другой, — оценить сечения взаимодействия π^0 - и η -мезонов с нуклонами ядер, которые в свою очередь определяются наклонами ядерной прозрачности мезонов $K(A)$ при $A > 7$, рис. 1b.

Отметим, что такое “классическое” (рис. 1b) поведение ядерной прозрачности $K(A)$ наблюдается далеко не всегда. Например, как следует из [38], плато при малых A отсутствует в зависимости $K(A)$ при рождении чармония и ботония в протон-ядерных столкновениях при импульсе 800 ГэВ/с. Кроме того, имеющийся в распоряжении теории экспериментальный материал сводится в значительной мере к данным по фоторождению векторных мезонов на ядрах, см. [41]. В этой связи систематическое изучение образования нейтральных мезонов (π^0 , η , ω , η' , $f_0(980)$, $a_0(980)$, $f_2(1270)$, $f_1(1285)$, $\eta(1295)$, $a_2(1320)$ и т.д.) в реакции π^+n -перезарядки на ядрах при малых импульсах, несомненно, представляет большой интерес для теории.

1.3. Модификация свойств мезонов в ядерной среде

Как уже отмечалось во введении, систематическое изучение различных нейтральных мезонов, образующихся в реакции π^+n -перезарядки на нейтронах тяжелых ядер, позволяет провести измерение эффекта сдвигки масс мезонов в ядерной среде, см.[10,11,12,13,14]. Аналогичный эффект ожидается и в кварк-глюонной плазме (КГП), где он рассматривается как один из признаков этого состояния вещества. Теоретические оценки смещения масс мезонов ΔM в ядерной среде по сравнению с их значениями в вакууме, выполненные в рамках эффективных адронных моделей [13] и правил сумм КХД [14], показывают, что $\Delta M \sim 5$ МэВ для J/Ψ -частиц; для легких же мезонов (π , K) эта величина возрастает до 10 раз, что заведомо находится в пределах точности современных экспериментов.

Для экспериментального изучения данного эффекта предлагается провести измерения с мезонами, имеющими существенно разные времена жизни. Идея состоит в том, чтобы, с одной стороны, подобрать мезоны, время жизни которых настолько велико (π^0 , η , η'), что вне зависимости от того, где они образовались, распадутся они (например, $\sigma\tau_{\eta'} = 1000$ Фм) заведомо вне ядра, и, следовательно, никакого смещения по массе не должно наблюдаться (это контрольные измерения), а с другой стороны, рассмотреть короткоживущие резонансы ($f_2(1270)$, $f_1(1285)$, $\eta(1295)$ и $a_2(1320)$), время жизни которых таково, что если они образовались в достаточно тяжелом ядре, то заметная их часть должна также и распасться внутри этого ядра. Последнее требование будет удовлетворяться лишь в случае, если распадная длина мезона ($\gamma\beta c\tau$) будет соизмерима с размером ядра, в котором он образовался. Радиус типичного тяжелого ядра Pb равен 7 Фм. Поэто-

му ширина мезона, для которого следует ожидать заметного смещения массы, должна быть порядка 30 МэВ. Если же учесть лоренц-фактор мезона, например при энергии 7 ГэВ, то мы приходим к ширинам типа 200 МэВ. Указанному требованию как раз и удовлетворяют перечисленные выше короткоживущие резонансы.

Ядра (Li, Be, C, Al, Cu, Mo, Pb) подобраны таким образом, чтобы можно было уверенно наблюдать эффекты вариации эффективного сечения образования мезонов в зависимости от атомного номера ядра, связанные как с конечной длиной формирования образовавшихся мезонов, так и с их поглощением в ядрах в результате взаимодействия с ядерной материей. Одновременно это позволяет провести вторую серию контрольных измерений — ожидаемый эффект сдвижки массы резонансов должен исчезнуть для ядер, размер которых меньше длины формирования этих резонансов при данной энергии. Мы приходим, таким образом, к серии взаимосвязанных измерений свойств мезонов в ядерной среде, которые могут существенно улучшить наше понимание механизма мезон-ядерных взаимодействий.

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

В настоящей главе мы рассмотрим принципы системы мечения, которая позволяет существенно повысить эффективность регистрации распадов данных мезонов в постановке эксперимента по поиску редких распадов. В качестве источника меченых мезонов в настоящем эксперименте предлагается использовать реакцию π^+ -перезарядки на нейтронах легких ядер

$$\pi^+ \ ^AZ \rightarrow M^0 p \ ^{A-1}Z, \quad (16)$$

где помимо нейтрального мезона M^0 ($M^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$) 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 (5–10 ГэВ/с) протон в лабораторной системе имеет сравнительно небольшой разброс импульсов относительно номинального значения, определяемого массой образовавшегося мезона. На рис. 2 представлены распределения по импульсу и углу вылета протона отдачи Θ_p в лабораторной системе в реакции

$$\pi^+ n \rightarrow M^0 p. \quad (17)$$

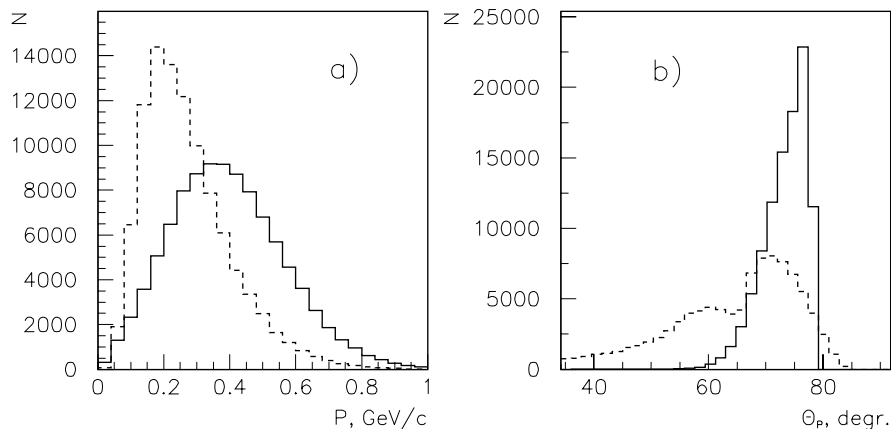


Рис. 2. Распределения: **a)** по импульсу вторичного протона в лаб. системе, **b)** по его углу вылета Θ_p (угол дан в градусах). Сплошные линии — реакция (17), пунктир — фоновая реакция (18).

Соответствующие сечения π^+A -реакций в случае дейтериевой и бериллиевой мишеней приведены в табл. 3 для нескольких значений импульса.

Таблица 3. Сечения процессов π^+ -взаимодействий с ядром ${}^9\text{Be}$ при различных импульсах пучка в миллибарнах. В качестве сечений реакции π^+n -перезарядки взяты сечения зарядово-симметричных реакций на протонах, при этом сечения на ${}^9\text{Be}$ получены экстраполяцией с помощью потенциальной функции от числа нейтронов в ядре с показателем $\alpha = 0.52$ [40].

Процесс	${}^9\text{Be}$, Импульс (ГэВ/с)		
	5.0	7.0	9.0
$\pi^+ A \rightarrow X(\text{tot})$	140	135	130
$\pi^+ A \rightarrow \eta p X$	0.13	0.09	0.07
$\pi^+ A \rightarrow \omega p X$	0.46	0.20	0.12
$\pi^+ A \rightarrow \eta' p X$	0.07	0.04	0.03
$\pi^+ A \rightarrow 2\pi^0 p X$	0.48	0.35	0.28

При импульсе 7 ГэВ/с предельное значение угла протона Θ_p при образовании η -мезона в указанной реакции равно $\sim 77.8^\circ$, где в силу свойств кинематики 2-частичного процесса концентрируется ббльшая часть вторичных протонов. Это свойство кинематики позволяет при сравнительно тонкой мишени организовать простую систему мечения. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 2 пунктиром также представлены аналогичные распределения для фоновой реакции (см. ниже). (18)

$$\pi^+ n \rightarrow 2\pi^0 p . \quad (18)$$

Как видно из рисунка, отобрав протоны, вылетающие в пределах $73.5^\circ < \Theta_p < 78.5^\circ$, мы сможем существенно подавить регистрацию фоновой реакции (18), равно как и другой интенсивной реакции

$$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p . \quad (19)$$

3. Постановка эксперимента

Схема экспериментальной установки “Гиперон-М” приведена на рис. 3. Она состоит из пучкового спектрометра и спектрометра вторичных частиц. Пучковый спектрометр включает в себя три пороговых черенковских счетчика C_{1-3} , телескоп из четырех сцинтилляционных счетчиков S_{1-4} , поворотный магнит М1 (СП-129) и четыре пакета пропорциональных камер PC_{1-4} . Спектрометр вторичных частиц состоит из спектрометрического магнита МС-12 и четырех блоков пропорциональных камер (на рис. 3 не показаны), а также электромагнитных калориметров ЕМС1 и ЕМС2, см. [30]. На первой стадии эксперимента магнитный спектрометр вторичных частиц планируется не использовать. Вместе с тем установку предлагается дополнить короткой ядерной мишенью с охранными счетчиками и системой мечения, предназначенной для регистрации вылетающих под определенным углом протонов отдачи в реакции (16).

Калориметр ЕМС1 предназначен для регистрации мягких фотонов, вылетающих под большими углами после взаимодействия частиц пучка с мишенью, а калориметр ЕМС2 — для регистрации, измерения координат и энергий фотонов, вылетающих вперед. Оба калориметра представляют собой годоскопические черенковские спектрометры полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла, собранными в виде матриц. В частности, калориметр ЕМС2 представляет собой матрицу 24×24 с размерами ячейки $85 \times 85 \times 350$ мм³,

причем центральная область калориметра (4×4) для более точного измерения координат высокоэнергичных фотонов состоит из 64 счетчиков с меньшим поперечным сечением $42.5 \times 42.5 \times 350 \text{ мм}^3$ [31,32]. В качестве фотодетекторов используются фотоумножители ФЭУ-84-3 (малые ячейки) и ФЭУ-110 (большие ячейки), приклеенные фотокатодами оптическим клеем к тыльным торцам ячеек. Расстояние от мишени до фронтальной поверхности калориметра EMC2 — 5 м.

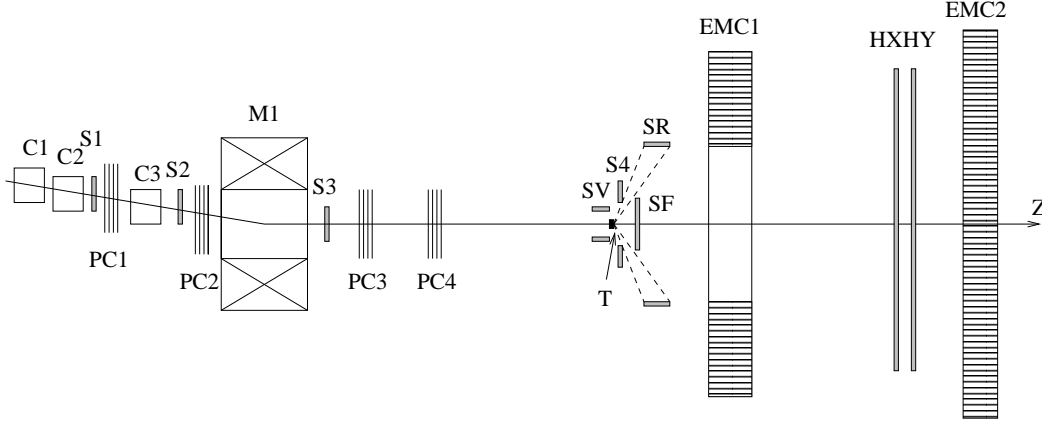


Рис. 3. Схема эксперимента “Гиперон-М” на поиск редких распадов мезонов на π^+ -пучке: C_{1-3} — черенковские счетчики; S_{1-3} — пучковые сцинтилляционные счетчики; PC_{1-4} — пропорциональные камеры; $EMC1$ и $EMC2$ — электромагнитные калориметры; $M1$ — поворотный магнит СП-129; S_R — кольцевой счетчик системы мечения; S_4 , S_V и S_F — охранный детектор; T — ядерная мишень из гидрита LiH (дейтерита LiD) лития, бериллия Be или других ядер; H_X и H_Y — сцинтилляционные годоскопы вторичных заряженных частиц.

Мишень окружена охранный системой из сцинтилляционных счетчиков. Система мечения представляет собой кольцо из сцинтилляционных или кремниевых счетчиков S_R , перекрывающих угол $\Delta\theta \approx 5^\circ$ и позволяющих измерять азимутальный угол вылета протона с точностью $\approx 3.5^\circ$. Расположение счетчиков системы мечения относительно мишени выбирается таким образом, чтобы перекрыть углы вылета протонов отдачи, характерные для образования изучаемых мезонов в реакции (16), рис. 2.

Фермиевское движение нейтронов в ядрах мишени размывает угловое распределение протонов в реакции (16) по сравнению с реакцией (17) и ухудшает избирательность системы мечения. Расчеты, проведенные с учетом импульсного распределения нейтронов в ядре дейтерия, взятого из работы [42], показали, что разрешение системы мечения по массе образующейся нейтральной системы составляет $\approx 170 \text{ МэВ}$ в реакции перезарядки на ядре (16), что, в частности, позволит эффективно подавить регистрации событий реакции (19).

Охранный детектор служит для подавления событий с заряженными частицами в конечном состоянии, имеющими импульсы вне апертуры системы мечения. Этот узел требует особого внимания. Для выработки эффективного триггера, по-видимому, достаточно трех сцинтилляционных счетчиков: счетчика S_F , перекрывающего телесный угол внутри системы мечения, и двух счетчиков S_V и S_4 , окружающих мишень и перекрывающих телесный угол вне системы мечения. Полный триггер предполагается организовать в соответствии со схемой

$$Tr_{\eta} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_R \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot C_3 \cdot \bar{S}_F \cdot \bar{S}_4 \cdot \bar{S}_V \cdot E_{EMC2}, \quad (20)$$

где E_{EMC2} означает энерговыделение в фотонном спектрометре выше некоторого порога E_{thr} . Рабочая конфигурация триггера будет подобрана в тестовых сеансах на пучке. В пессимистическом варианте мы рассчитываем достичь уровня триггера $5 \cdot 10^{-3}$. Эффективности регистрации распадов η -мезона как событий с данным числом реконструированных γ -квантов в калориметре EMC2 приведены в табл. 4 (детали процедуры Монте-Карло см. в следующем разделе).

Таблица 4. Эффективности регистрации $\varepsilon_{k\gamma}$ распадов η -мезона в реакции (16) при 7 ГэВ/с, а также фонового процесса (18) как событий с k -фотонами в конечном состоянии.

Процесс	$\varepsilon_{1\gamma}$	$\varepsilon_{2\gamma}$	$\varepsilon_{3\gamma}$	$\varepsilon_{4\gamma}$	$\varepsilon_{5\gamma}$	$\varepsilon_{6\gamma}$
$\eta \rightarrow 2\gamma$	0.256	0.743	–	–	–	–
$\eta \rightarrow 3\gamma$	0.026	0.354	0.620	–	–	–
$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	0.0017	0.067	0.438	0.493	–	–
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	0.00	0.0006	0.028	0.201	0.463	0.307
$\pi^+n \rightarrow 2\pi^0p$	0.018	0.316	0.380	0.286	–	–

3.1. Мишень

Рассмотренные выше схемы мечения образования η -мезонов в реакциях (16) эффективно работают только для случая сравнительно тонкой мишени длиной ~ 4 см. В экспериментах на π^+ -пучке можно использовать бериллиевую или литиевую мишень. Последняя проще в эксплуатации в виде гидрида LiH или дейтерида LiD лития.

Что касается экспериментов по изучению мезон-ядерных эффектов, здесь для уменьшения систематических эффектов предполагается проводить относительные измерения и использовать для этого три комбинированные мишени, каждая из которых представляет собой диск из 4 секторов, сделанных из разных материалов. Первая мишень состоит из секторов *LiH*, *LiD*, *CH₂* и *C*. Это мишень легких ядер. Вторая мишень промежуточных ядер состоит из *C*, *Be*, *Al*, *Cu*, и, наконец, третья мишень тяжелых ядер — из *C*, *BaH₂*, *Mo* и *Pb*. При этом углеродный сектор во всех мишенях используется для взаимной нормировки мишеней. В процессе измерений мишеньный диск предполагается регулярно поворачивать вокруг своей оси.

3.2. Пучок

Постановка эксперимента на π^+ -пучке традиционна для ИФВЭ и может быть легко реализована на канале №18 ускорителя У-70 ИФВЭ. Положительные вторичные частицы, в частности π^+ -мезоны, с интенсивностью до 10^6 част./цикл могут быть выведены во внутреннюю зону кольца в 18-й канал с мишеней блоков 33 и 35 У-70. Укажем, что “внутреннее” расположение 18-го канала является существенным преимуществом, так как сюда возможен вывод пучков π^+ -мезонов со значительно меньшей потерей интенсивности, чем во внешние стороны кольца.

При проведении измерений на комбинированной ядерной мишени пучок должен быть слегка расфокусирован, чтобы по возможности облучать равномерно все сектора мишени.

3.3. Электроника и система сбора данных

Прототип новой электроники, предназначенной для считывания и сбора данных, был испытан в ходе тестового сеанса на установке “Гиперон-2” в 2000 г. Электроника построена на основе многофункциональной информационной скоростной системы (МИСС), разработанной в ОЭА ИФВЭ [43], ее блок-схема изображена на рис. 4. Она должна включать в себя:

- корзину триггерной электроники в стандарте NIM;
- сектор (5 каркасов) системы МИСС, содержащий амплитудно-цифровые преобразователи (АЦП) ЛЭ-61М для приема сигналов с ФЭУ, регистры ЛЭ-37 для приема сигналов с пропорциональных камер и системы меченья, FIFO-память ЛЭ-64, автономный контроллер, контроллер интерфейса связи ЛЭ-62 и служебные блоки;
- корзину СУММА;
- on-line компьютер на базе процессора Pentium III;
- ленточный накопитель типа EXAbyte 8700 для архивации данных.

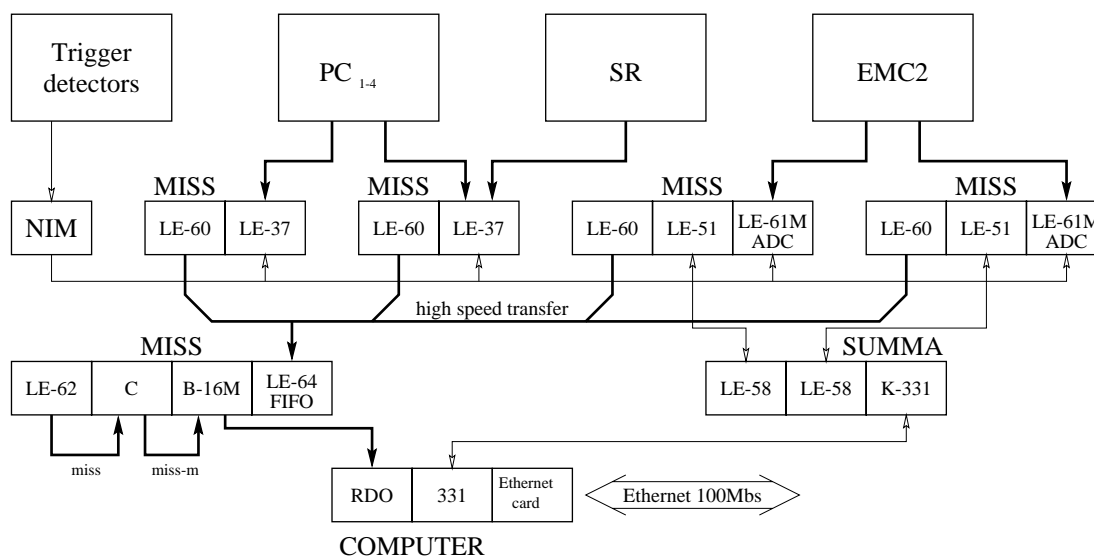


Рис. 4. Блок-схема электроники и системы сбора данных.

Триггерная электроника включает усилители-формирователи сигналов с ФЭУ пучковых сцинтилляционных $S_1 - S_3$, черенковских $\check{C}_1 - \check{C}_3$, вето-счетчиков S_4, S_V, S_F и счетчиков системы меченья S_R , а также набор блоков быстрой логики в стандарте NIM. Электроника системы сбора данных состоит из 32 каналов стробируемых регистров ЛЭ-37 для съема информации со счетчиков системы меченья, 600 каналов стробируемых регистров для съема информации с пропорциональных камер и 624 каналов 12-битных АЦП, выполненных на основе блоков ЛЭ61М с применением микросхем КР1101ПД1 с временем интегрирования от 50 нс до 2 мкс и интегральной нелинейностью $\leq 1\%$, позволяющих измерять заряд до 1000 пК. Предполагается возможность быстрого аппаратного изменения времени интегрирования одновременно всех каналов АЦП. Мертвое время такой системы будет составлять ~ 150 мкс/событие.

По сигналу “Начало сброса” система сбора данных инициализируется из корзины СУММА и приводится в исходное состояние готовности к приему экспериментальной информации. По сигналу “Триггер” данные от пропорциональных камер и счетчиков мечения запоминаются в стробируемых регистрах ЛЭ-37. В блоках АЦП ЛЭ-61М происходит оцифровка сигналов, превышающих заданный порог. Информация с регистров и АЦП вычитывается автономным контроллером ЛЭ-60 и пересылается в FIFO-память ЛЭ-64. Затем данные из FIFO переписываются в модуль буферной памяти (В-16М) объемом 16 Мб [33]. По сигналу BS (начало вывода) модуль В-16М инициализируется и начинает принимать данные от автономного контроллера ЛЭ-62 в соответствии с протоколом МИСС.

Управляющий on-line компьютер (Pentium III) работает в рамках операционной системы Linux/UNIX.

Принятые данные накапливаются в кольцевом буфере, откуда их может получить любой процесс реконструкции событий. Этот же компьютер является и host-компьютером для системы сбора данных, т.е. используется для разработки, компиляции, отладки и загрузки программы сбора данных. Архивация данных осуществляется на ленточный накопитель типа EXabyte 8700 через интерфейс SCSI. Считанные и отформатированные данные пересылаются также через Ethernet на центральный компьютер для оперативной обработки.

4. Результаты моделирования методом Монте-Карло

В настоящей главе представлены результаты моделирования методом Монте-Карло для эксперимента по поиску редких распадов легких мезонов как более тяжелой части физической программы. Потенциал эксперимента продемонстрирован здесь на примере открывающихся возможностей по поиску редких нейтральных распадов η -мезона.

Что касается измерения различных мезон-ядерных эффектов, то возможности эксперимента не вызывают никаких сомнений, поскольку постановка эксперимента в этом случае отличается от традиционной лишь в плане существенного увеличения статистики, расширения набора используемых ядерных мишеней и специального выбора конечных мезонных состояний, образующихся в реакции π^+n -перезарядки и распадающихся в конечном счете на фотоны.

Итак, прежде всего с помощью программы GEANT3 было вычислено энергетическое и координатное разрешения используемых электромагнитных калориметров для ряда энергий попадающих в них γ -квантов. Результаты моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными на установке “Гиперон” [40]. Однако учитывая, что эксперименты по поиску редких распадов являются продолжительными по времени, что, как правило, предполагает проведение несколько больших сеансов, для моделирования мы использовали заведомо пессимистические характеристики детектора, сознательно оставляя резерв на случай неидеальной работы детектора в реальном эксперименте. В частности, для энергетического разрешения использовалась параметризация в виде

$$\sigma(E)/E = \sqrt{a^2/E + b^2/E^2 + c^2}, \quad (21)$$

где $a = 0.15 \text{ ГэВ}^{1/2}$, $b = 0.02 \text{ ГэВ}$ и $c = 0.01$.

Что касается координатного разрешения, то оно зависит от места попадания γ -кванта в ячейки спектрометра EMC2. Если γ -квант попадает в центральную область ячейки спектрометра, то координатное разрешение параметризуется в виде

$$\sigma_{x,y}(E) = 1.7 \text{ см} \times \sqrt{E_0/E + 0.30}, \quad (22)$$

на границе же двух ячеек оно существенно улучшается, и в этом случае справедлива формула

$$\sigma_{x,y}(E) = 0.25 \text{ см} \times \sqrt{E_0/E + 0.15}, \quad (23)$$

где $E_0 = 1$ ГэВ. Обе формулы приведены для крупных ячеек EMC2. В силу относительно незначительного числа мелких ячеек в EMC2 улучшение координатного разрешения при попадании γ -квантов в центральную область (4x4) калориметра не учитывалось.

Генерация распадов всех мезонов осуществлялась равномерно по фазовому объему. Что же касается парного рождения π^0 -мезонов в π^+n -перезарядке (18), то здесь учитывался матричный элемент реакции. Генерация фонового процесса осуществлялась в соответствии с двойным дифференциальным сечением реакции в переменных t и $m = m_{2\pi^0}$

$$\frac{d^2\sigma}{dt dm} = \text{const} \cdot \frac{t \cdot \exp(bt)}{(m^2 - t)^2} \cdot \epsilon(m), \quad (24)$$

где $b = 7.6 \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$ — параметр наклона, характерный для однопионного обмена в t -канале реакции, а $\epsilon(m)$ — функция, полученная в рамках формализма K -матрицы [46].

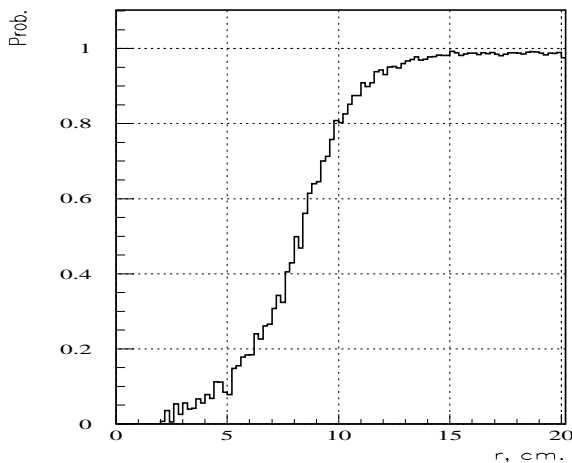


Рис. 5. Вероятность разделения ливней как функция расстояния r между ними для симуляционной модели калориметра EMC2 на основе программы GEANT3.

Процедура моделирования событий учитывала также геометрический аксептанс установки и реальное разрешение спектрометра по энергии (21) и координатам (22), (23) фотонов. Эффект неразделения (слипания) перекрывающихся электромагнитных ливней определялся характерным параметром $r_{min} = 8.5$ см, так чтобы вероятность разделения ливней, расположенных на расстоянии $r = r_{min}$ на фронтальной плоскости калориметра, составляла 50% (отметим в этой связи, что это достаточно пессимистическое значение параметра реконструкции r_{min}). Вероятность разделения ливней как функция расстояния r между ними для указанной модели калориметра показана на рис. 5. Предполагалось, что фотоны с энергией ниже 100 МэВ не регистрировались, как имеющие энергию ниже пороговой.

4.1. Фоновые процессы

Чувствительность эксперимента по поиску редких распадов определяется двумя факторами: статистикой полезных событий и ожидаемым уровнем фона. При изучении редких распадов η -мезона (1) и (2) фоновыми процессами являются нейтральные распады

η -мезона с большей множественностью γ -квантов в конечном состоянии в случае потери одного или нескольких γ -квантов, а также фоновая реакция (18). Однако, как будет показано ниже, вклад последней подавляется до пренебрежимо малого уровня на стадии обработки данных при применении специальных методов подавления фона.

Основные эффекты, приводящие к понижению детектированной множественности γ -квантов в рассматриваемом эксперименте, связаны с ограниченным аксептансом фотонного спектрометра ЕМС2, неразделением близкорасположенных ливней, а также с конечным порогом регистрации электромагнитных ливней в спектрометре. При этом потеря γ -квантов приводит к некоторому уменьшению как полной энергии в спектрометре, так и эффективной массы системы зарегистрированных γ -квантов, что может быть использовано для подавления фоновых процессов.

Основными источниками фона для распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ являются распады $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Последний является также основным фоном и для распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$.

При выделении 3-фотонного распада η -мезона (1) эффективным способом подавления фона является отбрасывание событий, если значение измеренной эффективной массы одной из $\gamma\gamma$ -комбинаций попадает в область π^0 -мезона. Это утверждение иллюстрируется рис. 6, где показаны распределения эффективных масс пар γ -квантов в зарегистрированных 3γ -событиях для распадов η -мезона по каналам (1), (2) и (5), а также для фонового процесса (18).

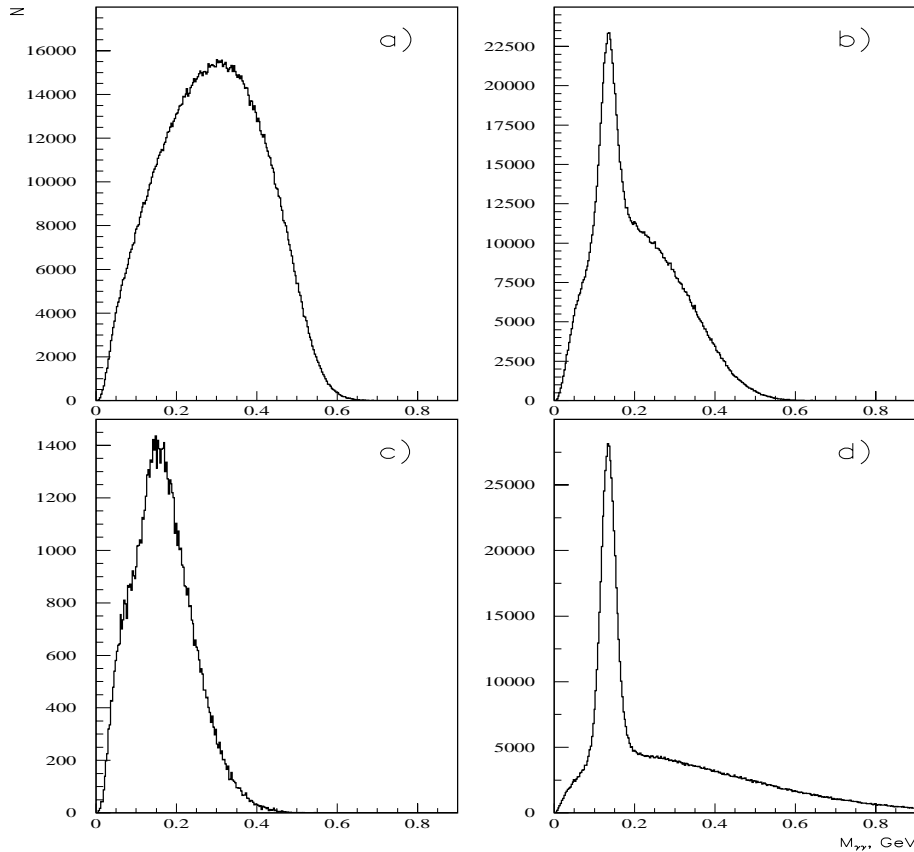


Рис. 6. Распределения по величине $M_{\gamma\gamma}$, измеренной эффективной массе парных комбинаций γ -квантов в зарегистрированных 3γ -событиях от распадов η -мезона по каналам: **a)** $\eta \rightarrow 3\gamma$, **b)** $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и **c)** $\eta \rightarrow 3\pi^0$, а также **d)** для фонового процесса $\pi^+n \rightarrow 2\pi^0p$.

4.2. Специальные методы подавления фона

Для понижения уровня фона и тем самым для улучшения чувствительности эксперимента были применены методы отбора, основанные на кинематическом анализе событий и их классификации с помощью нейронных сетей. Ниже мы рассмотрим эффективность указанных методов при выделении распадов (1) и (2).

Для классификации процессов на искомые и фоновые использовался кинематический фит с наложением связей, обусловленных сохранением энергии в реакции образования η -мезона, антиколлинеарностью трансверсальных составляющих импульсов η -мезона и вторичного протона, а также известными массами протона и π^0 -мезона. Выделение распада (1) сводилось, таким образом, к кинематическому фиту 3γ -событий по основной гипотезе $\pi^+ n \rightarrow \eta p$ с распадом $\eta \rightarrow 3\gamma$ (3C-фит) и по конкурирующей фоновой гипотезе $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 \gamma p$ (4C-фит).

Аналогично, выделение распада (2) сводилось к кинематическому фиту 4γ -событий по основной гипотезе $\pi^+ n \rightarrow \eta p$ с распадом $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ (4C-фит) и по конкурирующей фоновой гипотезе $\pi^+ n \rightarrow 2\pi^0 p$ (5C-фит).

Нейронные сети использовались для дальнейшего подавления фоновых событий с учетом результатов кинематического фита. 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 классифицировались далее по величине этого сигнала. Пространство признаков, характеризующее каждое событие, было образовано из комбинаторных масс пар γ -квантов, а также значений χ^2 , найденных в результате кинематического фита по основной и конкурирующей (фоновой) гипотезам. Обучение сети было проведено на двух выборках: событий изучаемого редкого распада и фоновых событий. Каждая выборка содержала по 30 тыс. событий. После обучения сети проверка ее эффективности осуществлялась на другой статистически независимой выборке.

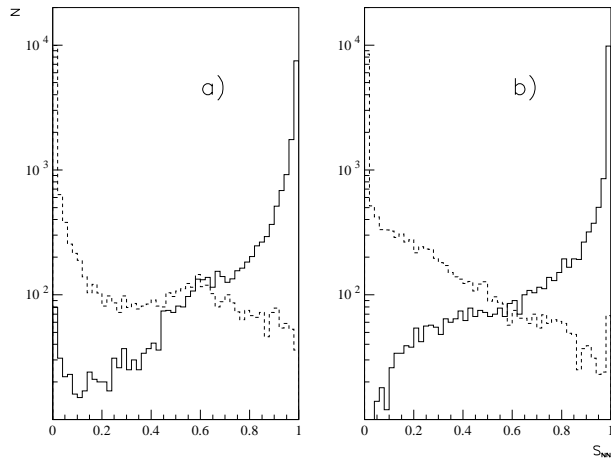


Рис. 7. S_{NN} -распределения, полученные на тестовых выборках при выделении редких распадов η -мезона: а) $\eta \rightarrow 3\gamma$ из 3γ -событий; б) $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ из 4γ -событий; сплошные линии — искомые распады, пунктирные линии — фон.

На рис. 7 показаны S_{NN} -распределения, полученные на тестовых выборках при выделении редких распадов (1) и (2) из 3γ - и 4γ -событий. Как видно из рисунков, введение режекции $S_{NN} > s_{thr}$, где s_{thr} — некоторое близкое к единице число, позволяет чрезвычайно сильно подавить фоновые процессы и тем самым достичь высокой чувствительности эксперимента к рассматриваемым редким распадам η -мезона.

Наилучшие результаты были получены при отборе событий по величине отклика нейронных сетей $S_{NN} > s_{thr}$ с дополнительной селекцией по вероятности основной кинематической гипотезы $P_1 > 0.1$.

Значения порога s_{thr} были выбраны 0.95 и 0.99 для поиска распадов $\eta \rightarrow 3\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ соответственно. Кроме того, при выделении первого из этих распадов производилась добавочная браковка событий, если отфитированная эффективная масса одной из $\gamma\gamma$ -комбинаций находилась в области π^0 -мезона в интервале 80–240 МэВ. Далее для краткости будем обозначать последний критерий как $M_{\gamma\gamma} \notin m_{\pi^0}$.

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

Таблица 5. Относительные эффективности регистрации распадов η -мезона в реакции (16) при 7 ГэВ/с, а также фоновой реакции (18) как событий процесса $\pi^+ n \rightarrow 3\gamma p$ после введения отборов на основе кинематического анализа и алгоритма нейронных сетей.

Критерии отбора событий	Относительные эффективности регистрации процессов			
	$\eta \rightarrow 3\gamma$	$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\pi^0$	$\pi^+ n \rightarrow 2\pi^0 p$
3γ	1.0	1.0	1.0	1.0
3γ и $P_1 > 0.1$	0.413	0.142	0.137	$9.8 \cdot 10^{-3}$
3γ и $P_1 > 0.1$ и $M_{\gamma\gamma} \notin m_{\pi^0}$	0.187	0.042	0.0146	$2.5 \cdot 10^{-5}$
3γ и $P_1 > 0.1$ и $M_{\gamma\gamma} \notin m_{\pi^0}$ и $S_{NN} > 0.95$	0.181	0.031	0.0051	$5.1 \cdot 10^{-6}$
3γ и $P_1 > 0.1$ и $M_{\gamma\gamma} \notin m_{\pi^0}$ и $S_{NN} > 0.95$ и $M_{fit}(3\gamma) \in (0.5 - 0.6)$ ГэВ	0.178	0.011	0.00092	$2.3 \cdot 10^{-7}$

Таблица 6. Относительные эффективности регистрации распадов η -мезона в реакции (16) при 7 ГэВ/с, а также фоновой реакции (18) как событий процесса $\pi^+ n \rightarrow \pi^0\gamma\gamma p$ после введения отборов на основе кинематического анализа и алгоритма нейронных сетей.

Критерии отбора событий	Относительные эффективности регистрации		
	$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\pi^0$	$\pi^+ n \rightarrow 2\pi^0 p$
4γ	1.0	1.0	1.0
$\pi^0\gamma\gamma$ и $P_1 > 0.1$	0.448	0.256	$1.7 \cdot 10^{-2}$
$\pi^0\gamma\gamma$ и $P_1 > 0.1$ и $S_{NN} > 0.99$	0.346	0.0245	$7.3 \cdot 10^{-6}$
4γ и $P_1 > 0.1$ и $S_{NN} > 0.99$ и $M_{fit}(4\gamma) \in (0.5 - 0.6)$ ГэВ	0.338	0.0086	$4.1 \cdot 10^{-6}$

4.3. Сечения процессов и ожидаемые числа распадов

На рис. 8 и 9, а также рис. 10 и 11 представлены соответственно спектры фитированных эффективных масс 3γ - и $\pi^0\gamma\gamma$ -систем, ожидаемые в предлагаемом эксперименте при статистике 10^8 рожденных η -мезонов в реакции (16).

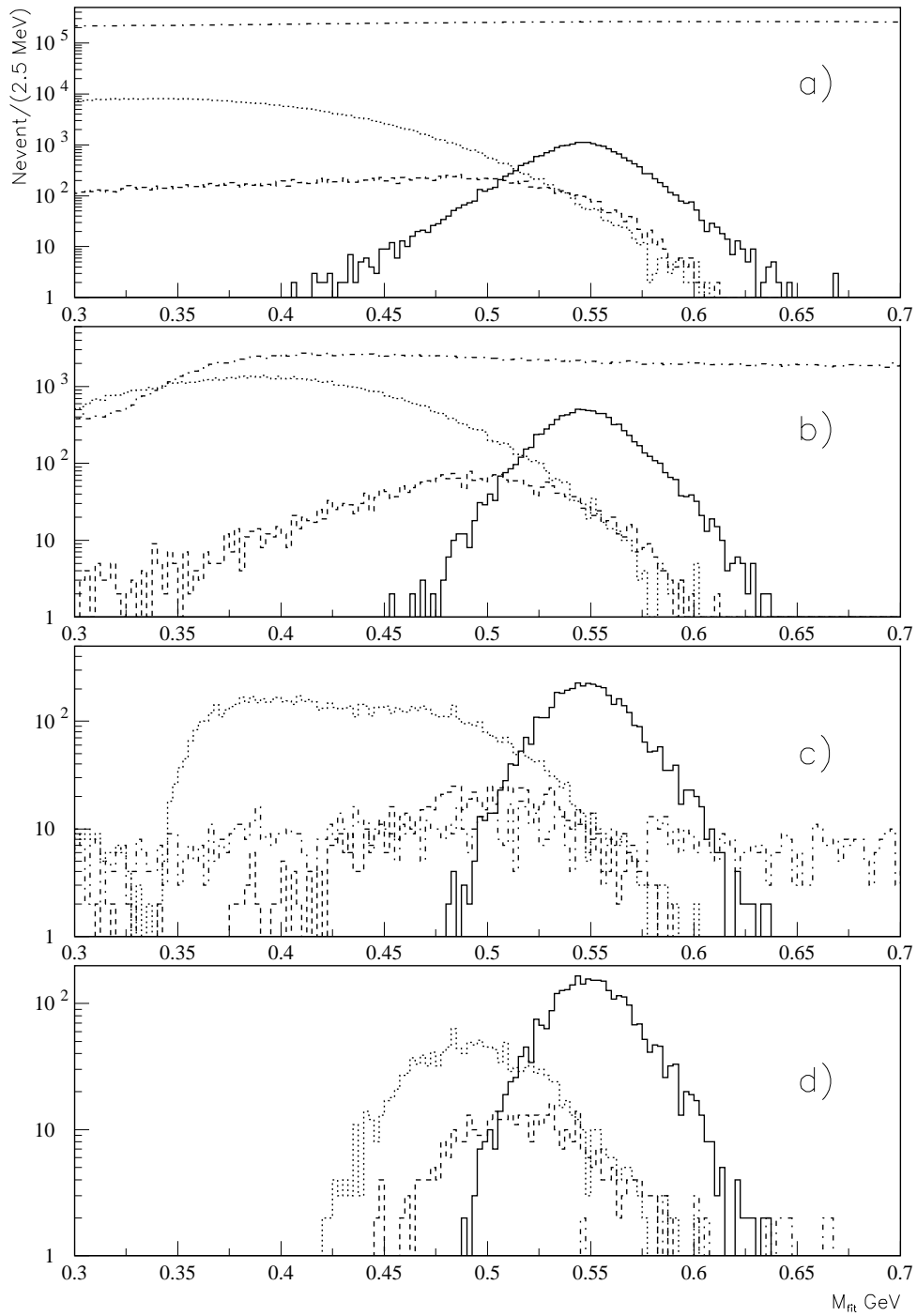


Рис. 8. Спектры фитированных масс выделенных 3γ -событий в реакции (16) при статистике $N = 10^8$ рожденных η -мезонов и условиях отбора: **a)** все; **b)** отбор событий с $P_1 > 0.1$, где P_1 — вероятность искомой кинематической гипотезы; **c)** те же обрезания, что и в б), но с дополнительной браковкой, если одна из эффективных масс $\gamma\gamma$ -комбинаций находится в интервале 80–240 МэВ; **d)** те же обрезания, что и в с), но с дополнительным отбором по величине отклика нейронной сети $S_{NN} > 0.95$; сплошная линия — искомый распад $\eta \rightarrow 3\gamma$; штрих-пунктир — вклад фонового процесса (18), точечные линии — фон от распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$; пунктир — фон от распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ (для вероятности распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ принято значение $5 \cdot 10^{-4}$; вероятности фоновых распадов $Br(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = 7.1 \cdot 10^{-4}$ и $Br(\eta \rightarrow 3\pi^0) = 0.3224$ взяты из таблицы частиц [26]).

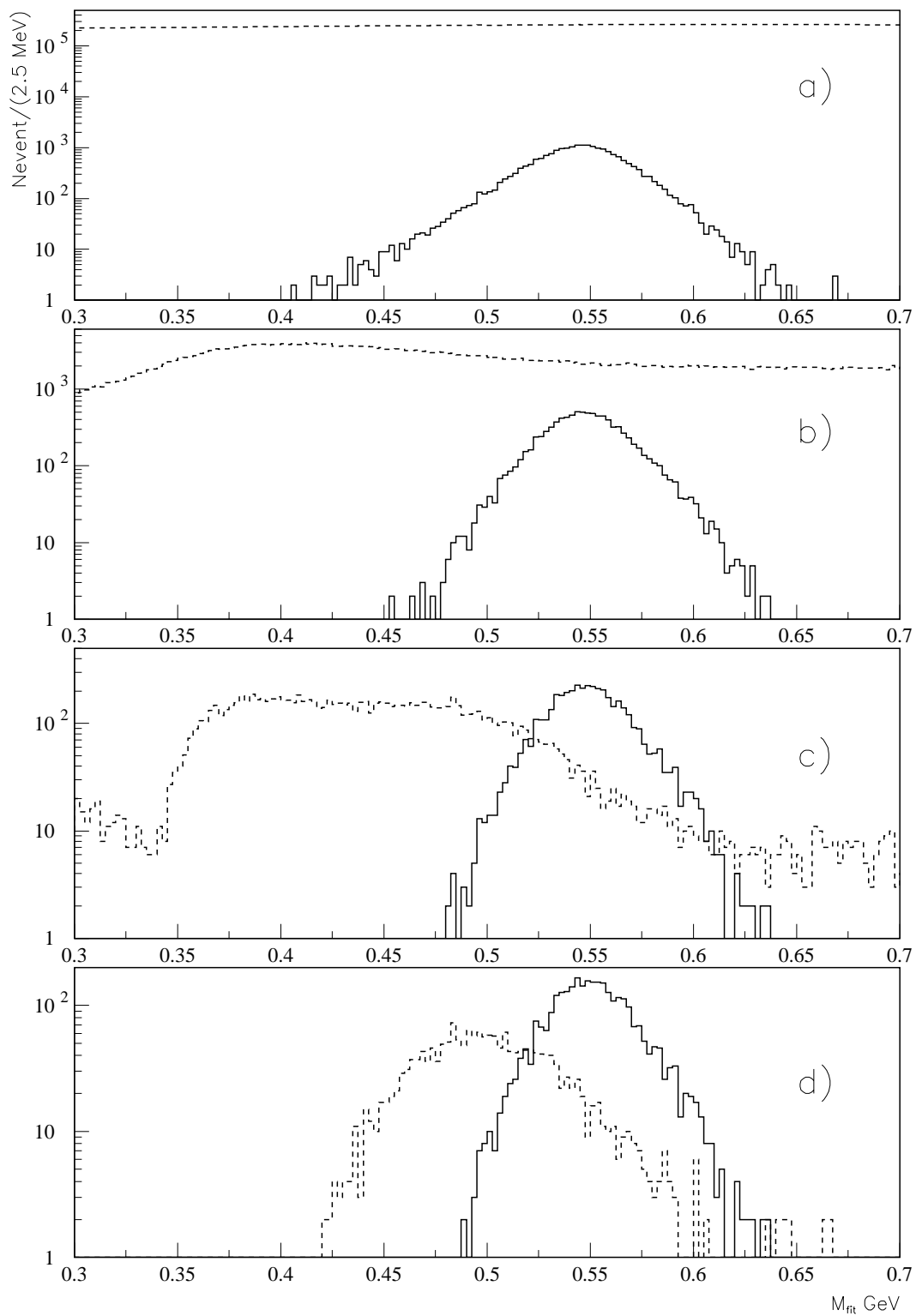


Рис. 9. Те же спектры фитированных масс выделенных 3γ -событий, что и на рис. 8, но пунктиром показан суммарный вклад всех видов фона.

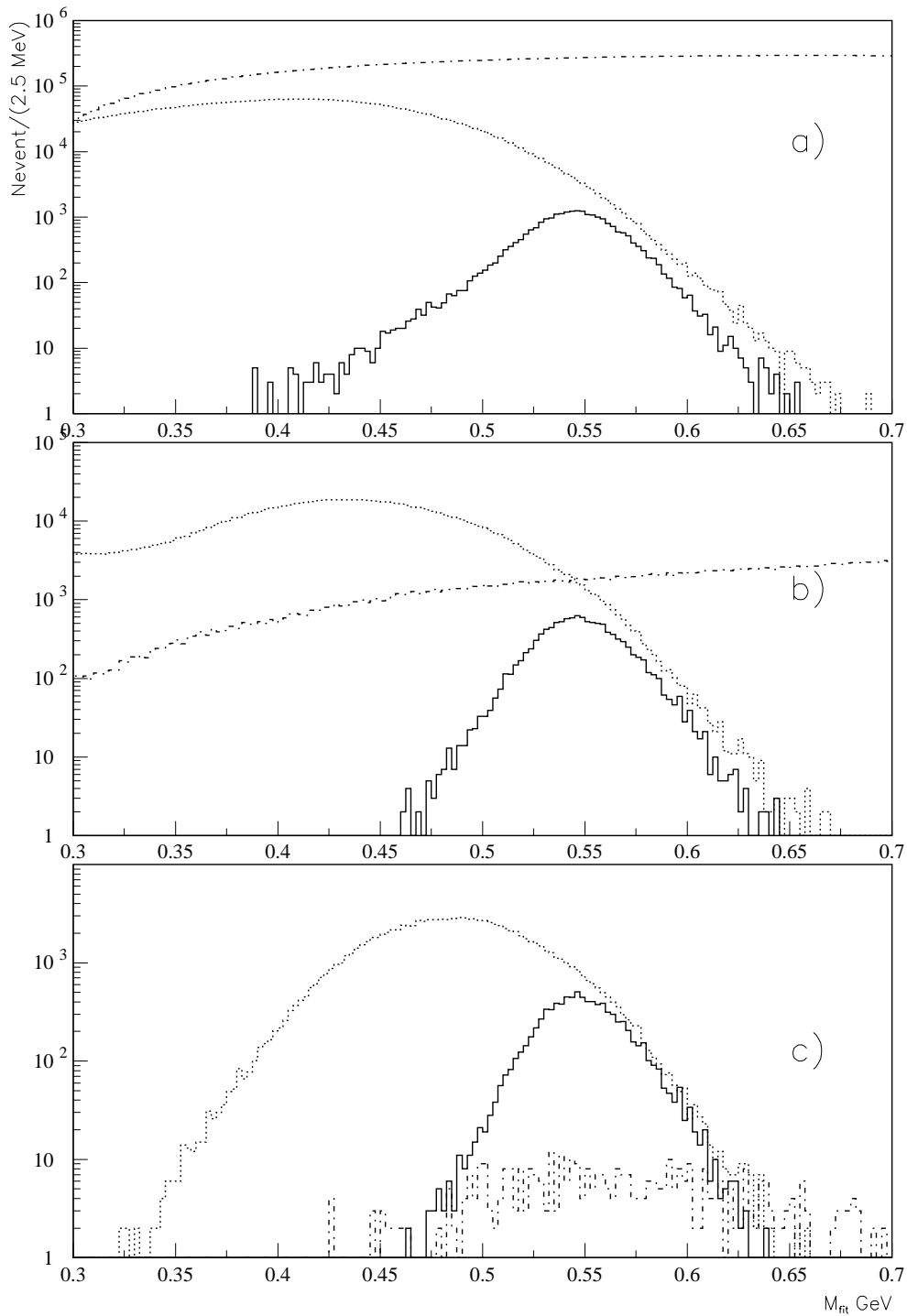


Рис. 10. Спектры фитированных масс выделенных 4γ -событий в реакции (16) при статистике $N = 10^8$ рожденных η -мезонов и условиях отбора: **a)** все; **b)** отбор событий с $P_1 > 0.1$, где P_1 — вероятность искомой кинематической гипотезы; **c)** те же обрезания, что и в b), но с дополнительным отбором по величине отклика нейронной сети $S_{NN} > 0.99$; сплошная линия — искомый распад $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$; штрих-пунктир — вклад от фонового процесса (18); точечные линии — фон от распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ (вероятности искомого распада $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, а также фонового распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ взяты из таблицы частиц [26] соответственно как $Br = 7.1 \cdot 10^{-4}$ и $Br = 0.3224$).

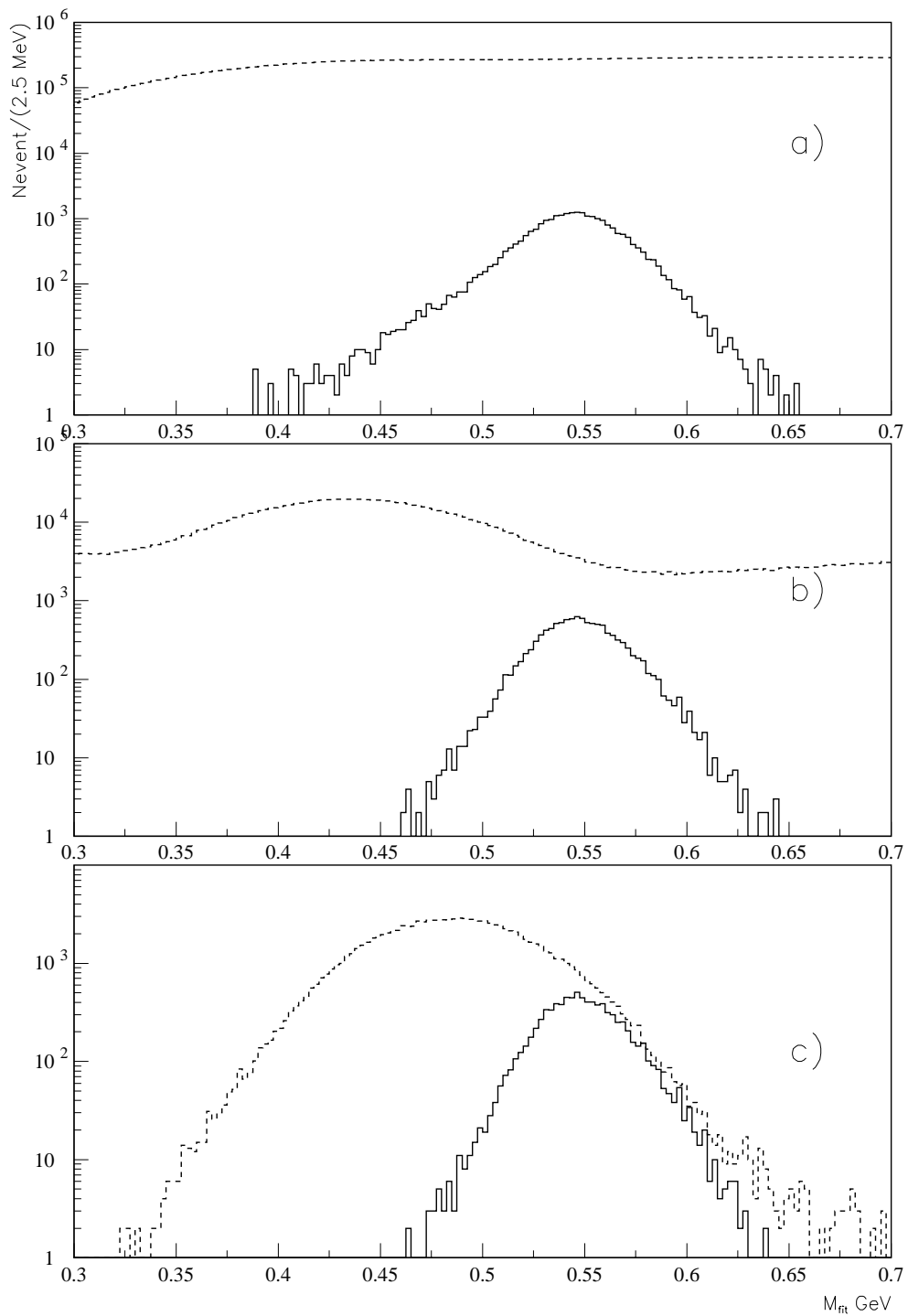


Рис. 11. Те же спектры фитированных масс выделенных 4γ -событий, что и на рис. 10, но пунктиром показан суммарный вклад всех видов фона.

При этом для относительной вероятности трехфотонного распада принято значение $5 \cdot 10^{-4}$, что соответствует современному верхнему пределу для этого распада. Вероятности фоновых распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0$ при этом были взяты из таблицы частиц [26].

Как видно из рисунков, в исходном состоянии преобладает фон от рождения пар π^0 -мезонов, образующихся в реакции (18), однако применение описанной выше фильтрации событий существенно его ослабляет. А после отбора событий с использованием нейронных сетей вклад фонового процесса (18) в распределения $M_{fit}(3\gamma)$ и $M_{fit}(\pi^0\gamma\gamma)$ становится пренебрежимо малым по сравнению с фоновыми каналами распада η -мезона. В результате, в спектр масс $M_{fit}(3\gamma)$ основной вклад дают фоновые распады η -мезона (2) и (5). Измерив сечение рождения η -мезона по мониторирующему распаду (6), можно выделить искомый сигнал от распада (1), если вычесть методом Монте-Карло из суммарного экспериментального спектра вклад фоновых распадов η -мезона, используя симуляционную модель детектора и известные относительные вероятности фоновых распадов.

Другой способ выделения искомого сигнала состоит в том, чтобы аппроксимировать методом наименьших квадратов полный экспериментальный спектр фитированных масс суммой функции Гаусса и фоновой функции $f_{back}(m)$, которая затем может быть вычтена из исходного спектра. Для описания фоновой подложки была использована 9-параметрическая функция:

$$f_{back}(m) = A \cdot \frac{|m - a_1|^{n_1} \cdot |a_2 - m|^{n_2}}{((m - a_3)^2 + a_4^2)^{n_4}}. \quad (25)$$

Оба способа дали примерно одинаковый результат при выделении 3-фотонного распада η -мезона из фона. Выделенный сигнал от распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ представлен на рис. 12 для двух значений относительной вероятности распада: $Br(\eta \rightarrow 3\gamma) = 5 \times 10^{-4}$ (существующий верхний предел) и $Br(\eta \rightarrow 3\gamma) = 5 \times 10^{-5}$ (величина в 10 раз меньшая мирового уровня).

Указанный фон от распадов η -мезона определяет чувствительность эксперимента. Так, по достижению уровня $\sim 10^8$ рожденных η -мезонов чувствительность эксперимента к C -запрещенному распаду $\eta \rightarrow 3\gamma$ начинает выходить на плато, рис. 13. Теперь легко оценить, что если после применения описанной процедуры вычитания фона статистически значимый сигнал не будет обнаружен, то при статистике в 10^8 рожденных η -мезонов (3 месячных сеанса на $U-70$) это позволит получить верхнюю граничную оценку на относительную вероятность распада (1) на 95%-м уровне достоверности равную

$$BR_{95\%}(\eta \rightarrow 3\gamma) < 1 \times 10^{-5}, \quad (26)$$

что в 50 раз лучше мирового уровня на конец 2001 г. и в 5 раз лучше пока еще не опубликованного результата коллаборации СВ. Одновременно в эксперименте при статистике в $N = 10^8$ рожденных η -мезонов будет зарегистрировано $\approx 10^4$ распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, что позволит измерить матричный элемент этого распада.

Ожидаемые числа распадов η -мезона, которые можно будет зарегистрировать в эксперименте при интенсивности пучка 10^6 част./с в течение 30 суток работы ускорителя $U-70$ и Ве мишени длиной 4 см, приведены в табл. 7.

Рис. 12. Выделенный сигнал от 3-фотонного распада η -мезона после вычитания фона (см. текст) из исходного спектра фитированных масс 3γ -комбинаций; принятые значения $Br(\eta \rightarrow 3\gamma)$ соответствуют: **а)** 5×10^{-4} (существующий верхний предел) и **б)** 5×10^{-5} (величина, в 10 раз меньшая мирового уровня). Сплошная кривая — фит функцией Гаусса, разрешения по эффективной массе $\sigma \simeq 19$ МэВ.

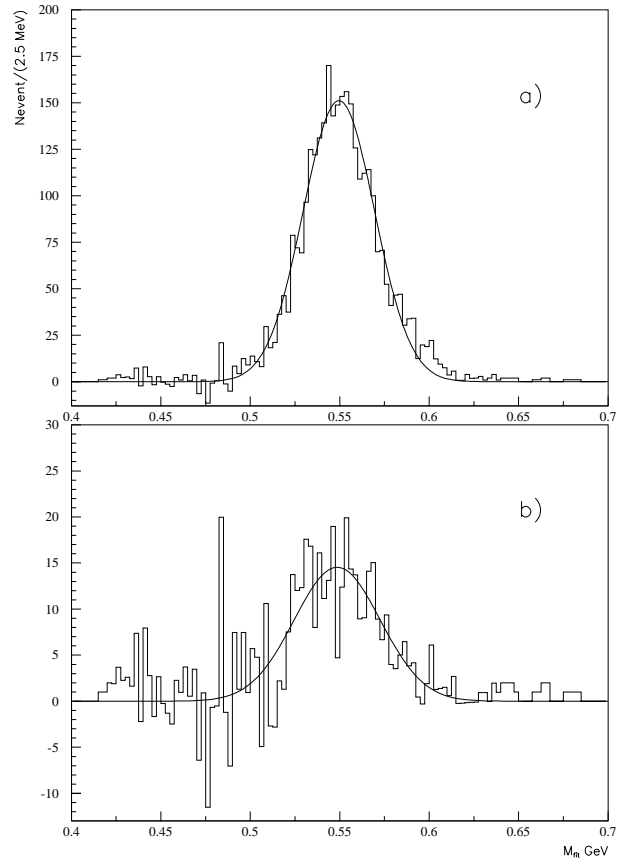


Таблица 7. Относительные вероятности распадов η -мезона, парциальные сечения процессов, ожидаемая частота событий и ожидаемые числа рождения, регистрации и отбора событий распада η -мезона в реакции $\pi^+ n \rightarrow \eta p$, а также фоновой системы $2\pi^0$ в реакции $\pi^+ A \rightarrow 2\pi^0 p X$ в течение 30 суток работы ускорителя У-70 при импульсе пучка 7 ГэВ/с и интенсивности $10^6 \pi^+$ /с. Длина Ве мишени 4 см, цикл ускорения 9 с, время сброса пучка 1.8 с, эффективность работы ускорителя 80%.

	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\gamma$	$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	$\eta \rightarrow 3\pi^0$	$2\pi^0$	$\pi^+ A \rightarrow X$
Br	0.393	$5 \cdot 10^{-5}$	$7.1 \cdot 10^{-4}$	0.322	1.0	1.0
σBr , mb	0.035	$0.45 \cdot 10^{-5}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$	0.029	0.27	135
f_{rate} , Hz	17	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$3.1 \cdot 10^{-2}$	14	$1.3 \cdot 10^2$	$6.8 \cdot 10^4$
N^{prod}	$0.7 \cdot 10^7$	$0.9 \cdot 10^3$	$1.3 \cdot 10^4$	$5.8 \cdot 10^6$	$5.5 \cdot 10^7$	$2.8 \cdot 10^{10}$
$N_{3\gamma}^{det}$	—	$5.6 \cdot 10^2$	$5.7 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^5$	$2.1 \cdot 10^7$	—
$N_{\eta \rightarrow 3\gamma}^{sel}$	—	$1.0 \cdot 10^2$	$6.2 \cdot 10^1$	$1.5 \cdot 10^2$	4.8	—
$N_{4\gamma}^{det}$	—	—	$6.4 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^7$	—
$N_{\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma}^{sel}$	—	—	$2.2 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^3$	63	—

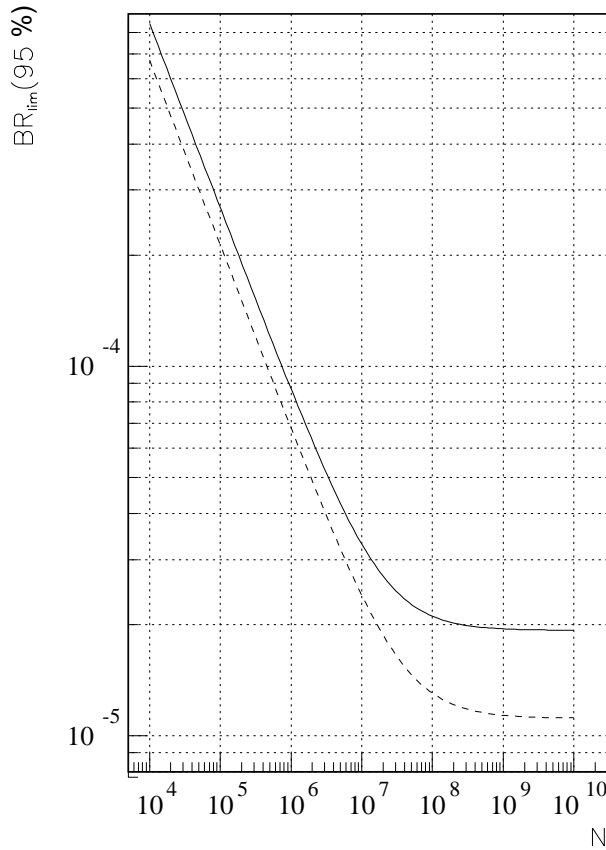


Рис. 13. Чувствительность эксперимента, характеризуемая величиной верхнего предела $BR_{lim}(95\%)$ на вероятность распада $\eta \rightarrow 3\gamma$ на 95%-м уровне достоверности в зависимости от числа произошедших событий $\pi^+ n \rightarrow \eta p$. Сплошная кривая — взят интервал по фитированной массе 3γ -комбинаций 0.5–0.6 ГэВ, пунктирная кривая — интервал уменьшен до 0.53–0.57 ГэВ.

5. Стадии проведения, перспективы и смета эксперимента

5.1. Стадии эксперимента

В проведенном моделировании эксперимента по поиску редких распадов η -мезона из детекторов установки “Гиперон-М” (рис. 3) были задействованы только спектрометр первичных частиц, электромагнитный калориметр ЕМС2 и система мечения. Калориметр ЕМС1, а также магнитный спектрометр вторичных заряженных частиц, включающий спектрометрический магнит МС-12 и большие пропорциональные камеры (на рис. 3 не показаны), при этом совершенно не использовались. Тем не менее, и в такой ограниченной конфигурации установка “Гиперон-М”, как было продемонстрировано выше, является вполне конкурентоспособной при проведении экспериментов по поиску редких нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов, равно как и экспериментов с целью изучения различных мезон-ядерных взаимодействий.

Чтобы запустить установку в указанном объеме, достаточно модернизировать электронику амплитудного анализа калориметра ЕМС2, систему сбора данных эксперимента и создать комбинированную ядерную мишень и/или систему мечения. Последняя представляет собой систему из 32 сцинтилляционных счетчиков, которая может быть достаточно легко создана на основе технологии, широко используемой в ИФВЭ. Что касается комбинированной мишени, то в простейшем варианте она представляет собой систему из

двух сцинтилляционных счетчиков и может быть изготовлена очень быстро. Кроме того, эксперименты по изучению мезон-ядерных эффектов не требуют продолжительных сеансов, и поэтому намного проще экспериментов по поиску редких распадов мезонов. С другой стороны, их следует рассматривать как необходимую подготовительную стадию при поиске редких распадов, имеющую целью детальное изучение фоновых реакций.

В связи с вышеизложенным представляется целесообразным провести вначале изучение мезон-ядерных взаимодействий, что требует минимальных расходов на модернизацию установки. При этом физические результаты могут быть получены достаточно быстро. Это можно рассматривать как первую стадию эксперимента. По мере реализации этой стадии предполагается создать и испытать систему мечения, а также по возможности (острой необходимости нет) модернизировать электронику амплитудного анализа калориметра ЕМС1, что, несомненно, повысило бы потенциал установки.

На второй стадии эксперимента предполагается провести уже на отлаженной установке несколько продолжительных сеансов с целью получения материала для изучения нейтральных распадов близких по массе η - и ω -мезонов и провести обработку данных.

На третьей стадии предполагается изучать нейтральные распады других легких мезонов: η' , $a_0(980)$, $f_0(990)$, $f_1(1285)$, $\eta(1295)$ и $a_2(1320)$. Сдвигая вдоль пучка систему мечения, можно оптимизировать условия регистрации для той или иной группы мезонов, близких по массе, например η' , $a_0(980)$ и $f_0(990)$, или $f_1(1285)$, $\eta(1295)$ и $a_2(1320)$, и проводить их детальное исследование. При этом статистическую обеспеченность по сравнению с обычными для ИФВЭ экспериментами при импульсах 30–40 ГэВ/с можно поднять на 2–3 порядка величины. Интерес к такого рода высокостатистическим экспериментам большой, см. например обзор [47], где предложена целая программа по адронной спектроскопии при низких энергиях. Для иллюстрации открывающихся здесь возможностей в табл. 8 представлены сечения и ожидаемые числа событий для нескольких процессов при импульсе 7 ГэВ/с в течение одних суток работы ускорителя У-70.

Таблица 8. Сечения образования (в миллибарнах) ω -, η' -, $\eta(1295)$ -, $a_2(1310)$ - мезонов в π^+A -взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с и ожидаемые числа событий в течение одних суток работы ускорителя У-70 при использовании мишени из Be длиной 4 см, интенсивности пучка $10^6 \pi^+$ /с и времени сброса 1.8 с.

Процесс	σ , мб	N_{prod}
$\pi^+ {}^9Be \rightarrow \omega pX$	0.43	2.0×10^6
$\pi^+ {}^9Be \rightarrow \eta' pX$	0.09	0.4×10^6
$\pi^+ {}^9Be \rightarrow \eta(1295) pX$	0.12	0.6×10^6
$\pi^+ {}^9Be \rightarrow a_2(1310) pX$	0.58	2.8×10^6

Наконец, на четвертой стадии эксперимента предлагается модернизировать и ввести в эксплуатацию также и магнитный спектрометр вторичных заряженных частиц и тем самым запустить установку “Гиперон-М” в полном объеме. Это позволит перейти к высокостатистическим экспериментам по поиску и изучению редких распадов легких мезонов с заряженными частицами в конечном состоянии. В качестве объектов исследования в настоящее время представляются актуальными заряженные моды распадов легких мезонов, перечисленные в табл. 9, см. [26].

Таблица 9. Заряженные моды распадов легких мезонов, представляющие интерес для экспериментальных исследований с целью поиска нарушения дискретных симметрий. Верхние граничные оценки даны на 90%-м уровне достоверности.

Распад	Симметрия	Эффект	Мировой уровень
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	C	лево-правая асимм.	$(0.09 \pm 0.17) \times 10^{-2}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	C	лево-правая асимм.	$(0.90 \pm 0.40) \times 10^{-2}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	C	параметр D-волны	$(5.0 \pm 6.0) \times 10^{-2}$
$\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	C	Br	$< 4 \times 10^{-5}$
$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	C	Br	$< 5 \times 10^{-6}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$	P	Br	$< 3 \times 10^{-4}$
$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	C	лево-правая асимм.	—
$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	C	лево-правая асимм.	—
$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	C	параметр D-волны	—
$\eta' \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	C	Br	$< 1.4 \times 10^{-3}$
$\eta' \rightarrow \eta e^+ e^-$	C	Br	$< 2.4 \times 10^{-3}$
$\eta' \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	C	Br	$< 6.0 \times 10^{-5}$
$\eta' \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$	C	Br	$< 1.5 \times 10^{-6}$
$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-$	P	Br	$< 2.0 \times 10^{-2}$

Предлагаемые эксперименты будут актуальны в течение ближайших 5–7 лет. Они, несомненно, позволят значительно расширить наше понимание физики легких адронов.

5.2. Примерная смета эксперимента

Первая стадия эксперимента требует в основном создания 640 каналов 12-битных АЦП в стандарте МИСС для модернизации электроники калориметра ЕМС2 и модернизации системы сбора данных. Последняя при достаточно мягком уровне триггера (типа 0.005) должна обеспечить прием порядка 5 тыс. событий за сброс, что является типичной характеристикой систем сбора данных для большинства установок ИФВЭ. Это в целом потребует примерно 15 000 долларов США (или 450 тыс. руб. по обменному курсу на октябрь 2001 г.).

Вторая стадия предполагает модернизацию 800 каналов электроники для пропорциональных камер спектрометра пучковой частицы, производства счетчиков системы меченя и 32 каналов регистров для измерения азимутального угла протона отдачи, а также создание по возможности 260 каналов 12-битных АЦП для модернизации электроники калориметра ЕМС1. Все остальное экспериментальное оборудование уже имеется. Дополнительная сумма затрат по второй стадии эксперимента оценивается примерно в 10 000 долларов США. Средства по первым двум стадиям предполагается освоить за два-три года.

Третья стадия эксперимента, как это представляется в настоящее время, не требует дополнительных затрат на оборудование.

Для подготовки четвертой стадии необходимо провести профилактический ремонт пропорциональных камер спектрометра вторичных заряженных частиц, камерной электроники и спектрометрического магнита СП-129. Сумма необходимых затрат по четвертой стадии эксперимента уточняется.

В заключение авторы выражают благодарность за полезные обсуждения А.М. Зайцеву, А.В. Инякину, В.Ф. Образцову, а также М.О. Лобанову за проведение ряда вычислений.

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, num 3, с. 396.
- [6] Kopeliovich V.Z. et al. hep-ph/0107227.
- [7] Jain P. et al. // Phys.Rep. 271 (1996) 67.
- [8] Povh N. Hadron interactions - Hadron series, hep-ph/9806379.
- [9] Русакович Н.А. Препринт ОИЯИ 1-93-79, Дубна 1993.
- [10] Eletsky V.L., Ioffe B.L. and Kapusta J.I., hep-ph/9907411, V1, 19 June 1999.
- [11] Bhalerao R.S. and Gupta S.K., hep-ph/9701315, V1, 16 Jan 1999.
- [12] Eletsky V.L., Ioffe B.L. and Kapusta J.I., hep-ph/9807301, V1, 9 July 1998.
- [13] Herrman M., Friman B.L. and Norenberg W. // Nucl. Physics A560 (1993) 411-436.
- [14] Hayashigaki A. // Phys. Let., B487 (2000).
- [15] Wolfenstein L. // Phys. Rev. Lett. 1964, v. 13, p.569.
- [16] Kobaiasi M. and Moskawa T. // Prog. Theor. Phys. 1973, **49** p. 652.
- [17] Bernstein I. et al. // Phys. Rev. B139, 5 (1965) p. 1650-1659.
- [18] Сахаров А.Д. // Письма ЖЭТФ. 1967, т. 5, с. 32.
- [19] Krolikowski et al. // Acta. Phys. Pol. **B11** (1980) 431.
- [20] 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.
- [21] Nefkens B.M.K. // Crystal Ball Note-97-005, July 24, 1997.) 96-103.
- [22] Алди Д. и др. // ЯФ. 1984, т. 40, с. 1447.
- [23] Tarrach R. – In: *Some questions of theoretical physics 1975*, GIFT-4-76, p.289, Zaragoza, Spain, 1976.

- [24] Herczeg P. – In: *Production and Decay of Light Mesons*, p.36, editor P.Fleury, World scientific, Paris, 1988.
- [25] Abegg R. et al. // *Phys. Rev.* 1996, D53. p. 11.
- [26] Groom D.E. et al. // *Review of Particle Physics*, Eur.Phys.Jour. C15 (2000) 1.
- [27] Prakhov S. Status report CB-00-007, June 27, 2000.
- [28] Prakhov S. et al. // *Phys.Rev.Lett.* 84 (2000) 4802.
- [29] Briscoe W. In: IX Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, HADRON 2001, Protvino, August 25 - September 1, 2001.
- [30] Batusov V.Yu. et al. Препринт ОИЯИ Е1-98-193, 1998.
- [31] Асмолов А.Г. и др. // ПТЭ №3, (1994) 13.
- [32] Батусов В.Ю., Русакович Н.Л. Препринт ОИЯИ Р1-95-423, Дубна, 1995.
- [33] Копиков С.В., Матвеев Д.В., Соловьянов О.В. Препринт ИФВЭ 98-86, Протвино, 1998.
- [34] Kopeliovch B.Z., hep-ph/9305286, V1, 19 May 1993.
- [35] Болотов В.Н. и др. // ЯФ. 20, 949-953 (1974).
- [36] Bitsadze G.S. et al. // *Nucl.Phys.* B279 (1987) 770.
- [37] Kopeliovich B.Z., Russaovich N.A. Preprint JINR, E2-86-298, 1986.
- [38] Piller G., Mutzbauer J. and Wese W. // *Nucl. Phys.* A560 (1993) 437-457.
- [39] Kopeliovich B.Z. et al., hep-ph/9305225, V1, 7 May 1993.
- [40] Акименко С.А. и др. // ЯФ. 51 (1990) 437.
- [41] Akerstaff K. and HERMES Collaboration, // *Phys.Rev.Lett.* 82 (1999) 3025.
- [42] Kobushkin A.P. In: Proceedings of the International symposium “Dubna Deuteron-93”, p.71-82, E2-94-95, Dubna 1994.
- [43] Бушнин Ю.Б. и др. Препринт ИФВЭ 88-47, Протвино, 1988;
Якимчук В.И. Препринт ИФВЭ 95-103, Протвино, 1995;
Сенько В.А., Якимчук В.И. Препринт ИФВЭ 95-105, Протвино, 1995;
Буянов О.В., Якимчук В.И. Препринт ИФВЭ 95-106, Протвино, 1995.
- [44] Fajfer S., Oakes R.J. // *Phys. Rev.* 1990, 42, p. 2392.
- [45] Danbug J.S., Abolins M.A., Dahnl O.I. et al. // *Phys. Rev.* D2 (1970) 2564.
- [46] Huams et al. *NP*, B64 (1973) 134.
- [47] Ландсберг Л.Г.// УФН. 1992, т.162, № 1, с. 3-34.

Рукопись поступила 14 января 2002 г.

А.А. Асеев и др.

Предложение эксперимента по изучению мезон-ядерных взаимодействий и поиску редких распадов мезонов на установке “Гиперон-М”.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 22.01.2002. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 3,75. Уч.-изд.л. 3. Тираж 130. Заказ 25. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

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

