

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-345(3)-79

С.Е.ПИЛИПОСЯН

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ФОНА И  
ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ  
В РЕАКЦИИ  $\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p$

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1979

ԵՐԵՎԱՆ

УДК. 539.172.3

С.Е.ПИЛИПОСЯН

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ФОНА И ОБРАБОТКИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ В РЕАКЦИИ  $\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p$

Приводятся методы измерения физического фона и обработки  
экспериментальной информации в процессах



с регистрацией частиц  $a_1, a_2$  (измерением их энергии) и нук-  
лона отдачи. Изложенные методы применялись для измерения асим-  
метрии сечения в реакции фоторождения



с поляризованными  $\gamma$ -квантами

Ереванский физический институт  
Ереван 1979

S. E. PILIPOSYAN

METHODS OF MEASUREMENT OF PHYSICAL BACKGROUND AND  
OF DATA PROCESSING IN THE  $\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p$  REACTION

The methods of measurement of physical background and of data processing are given in the processes



with detection of particles  $a_1$ ,  $a_2$  (measurement of their energies) and of the recoil nucleon. The above methods were used for measurement of the asymmetry of the cross section in the  $\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p$  photoproduction reaction with polarized  $\gamma$ -quanta.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1979

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФН-345(3)-79

С. Е. ПИЛИПОСЯН

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ФОНА И ОБРАБОТКИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ В РЕАКЦИИ  $\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p$

Ереван 1979

© *Ереванский физический институт, 1979*

---

## Введение

В настоящей работе описываются методы измерения физического фона и обработки данных эксперимента, где впервые определена асимметрия ( $\Sigma$ ) сечения  $\eta^0$ -фоторождения на протоне в резонансной области энергий [1,2]. Однако описываемые здесь методы относятся и к двухчастичным реакциям, где рождается резонанс, распадающийся на две частицы, поддающиеся прямой регистрации.

В резонансной области энергий 1 + 2 Гэв в настоящее время имеются лишь отдельные измерения дифференциальных сечений реакции фоторождения  $\eta^0$ -мезонов на нуклонах [3]. Это обусловлено, в основном малым сечением процесса ( $\sim 0,15$  мкбарн) и трудными фоновыми условиями. Однако, для оценки вкладов различных резонансов в процесс фоторождения  $\eta^0$ -мезонов, необходимы данные поляризационных опытов.

При измерениях асимметрии сечения реакции



регистрировались два  $\gamma$ -кванта от распада  $\eta^0$ -мезона и протон отдачи в совпадении [2,4]. Вид экспериментальной установки приведен на рис.1. Спектрометр  $\gamma$ -квантов, состоящий из двух черенковских счетчиков полного поглощения ( $\check{C}_1, \check{C}_2$ ), служил для регистрации распадных  $\gamma$ -квантов [5]. В ходе

измерений для каждой кинематической позиции производилась калибровка  $\xi$ -счетчиков на электронном пучке от парного спектрометра. Протоны отдачи регистрировались пробным телескопом, выделяющим протоны с кинетической энергией меньше определенной величины  $(T_p)_{\text{макс}}$  [4].

Протонное плечо было составлено из апертурного счетчика, включенного в режим совпадения с протонным годоскопом, состоящим из трех сцинтилляционных счетчиков. Далее следовал медный поглотитель с определенной толщиной, необходимой для остановки протонов отдачи, которые имели кинетическую энергию  $T_p < (T_p)_{\text{макс}}$ . После медного поглотителя имелись три сцинтилляционных счетчика, включенных в режим антисовпадения с протонным годоскопом, для исключения фона высокоэнергетических заряженных частиц. Такой отбор протонов из реакции (1) приводит к сужению энергетического интервала, захватываемого регистрирующей установкой, обеспечивающей возможно высокую среднюю поляризацию  $\xi$ -квантов, участвующих в реакции (1) [4].

В процессе измерений осуществлялась связь с системой ЭВМ (PDP-8e, PDP-9). Накопленная на PDP-9 информация передавалась на ЭВМ М-222 для дальнейшей обработки [6]. Перед началом каждой серии измерений (RUN) и в ее конце с помощью ТТУ-регистрирующей установки передавалась информация, характеризующая данный RUN. Вместе с физической информацией передавались также некоторые признаки, характеризующие данное событие, которые использовались при осуществлении различных типов обработки данных.

С помощью комплекса обрабатывающих программ анализировались сигналы с двух черенковских счетчиков и с системы, изме-

ряющей временной интервал (время-амплитудный преобразователь -  $\Delta T \rightarrow \Delta V$ ) регистрации между протонным телескопом и системой 2С-счетчиков.

При измерениях асимметрии  $\Sigma$  сечения фоторождения  $\eta^{\circ}$ -мезонов на жидководородной мишени поляризованными  $\gamma$ -квантами имеются следующие трудности:

1. Малое сечение процесса ( $\sim 0,15$  мкбарн).
2. использование поляризованного тормозного  $\gamma$ -пучка (вклад высокоэнергетической неполяризованной части спектра в исследуемую реакцию и в физический фон.)
3. Регистрация трех частиц в конечном состоянии - двух  $\gamma$ -квантов от распада  $\eta^{\circ}$ -мезона и протона в совпадении (уменьшается геометрическая эффективность установки).
4. Необходимость измерения вклада физического фона.

При использованной достаточно простой регистрирующей аппаратуре, приведенной на рис.1, все перечисленные трудности приводят к тому, что физический фон получается большим и возникает проблема разделения эффекта от фона при обработке данных.

#### Выделение истинных совпадений

Учет временного спектра истинных совпадений, полученного при помощи ( $\Delta T \rightarrow \Delta V$ ) время-амплитудного преобразователя (рис.2), производится следующим образом:

- После поканального вычитания гистограмм временного совпадения "истинно + случайных" и "случайных" события, полученный спектр временных совпадений "истинных" событий подгоняется функцией

$$Y = C_1 + C_2 \cdot \exp\left\{-(x - C_3)^2 \cdot C_4\right\} \quad (2)$$

и в дальнейшей обработке принимаются во внимание только события, находящиеся в интервале  $\pm 3\sigma$  распределения Гаусса ( $\sigma = 1,7 + 2,0$  нсек).

Передаваемая на ЭВМ информация позволяла, таким образом, получить гистограммы  $E\chi_1$ ,  $E\chi_2$ ,  $E\eta^\circ$ ,  $M_{\eta^\circ}^{\text{эфф}}$  ( $M_{\eta^\circ}^{\text{эфф}} = 2 \cdot \sin \beta \sqrt{E\chi_1 \cdot E\chi_2}$ , где  $\beta$  -половинный угол между осями черенковских счетчиков) для истинных совпадений между  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$ , а также между  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$  и протонным телескопом.

#### Измерение физического фона и обработка данных.

Асимметрия сечения  $\Sigma$  реакции (I) была измерена нами при пяти кинематических позициях (табл. I). Разделение эффекта от физического фона при этих измерениях можно осуществить несколькими способами:

1. Точным выделением исследуемой двухчастичной реакции исключить физический фон при регистрации. Для этого необходимо регистрировать протоны отдачи магнитным спектрометром большого акцептанса (100 + 150 мстер).
2. Рассчитать физический фон методом Монте-Карло. Однако в исследуемую реакцию дают вклад, в основном, многочастичные фоновые реакции с неизвестными сечениями.
3. Методом наименьших квадратов произвести подгонку экспериментальных данных, делая определенные предположения о поведении физического фона.
4. Измерить физический фон.

Для разделения эффекта от фона были использованы последние два способа.

Измерение физического фона проводилось двумя методами:

1. Уменьшением угла между осями двух  $\checkmark$ -счетчиков  $\gamma$ -спектрометра (нарушением двухчастичной кинематики) [3,5]. При этом приблизительно вдвое увеличивается необходимое пучковое время для каждой кинематической позиции. Так измерялся физический фон для позиции 2 (табл. I)

Этот метод содержит предположение об азимутальной симметрии пространственного распределения фоновых  $\checkmark$ -квантов. Следовательно, измерение физического фона можно произвести одновременно с набором статистики путем добавления третьего черенковского счетчика полного поглощения ( $\checkmark_3$ ), но это привело бы к осложнению регистрации.

2. Расчеты Монте-Карло показали, что число протонов отдачи из реакции (I) сильно уменьшается с уходом от средней плоскости реакции (горизонтальная плоскость). Иными словами, имеется возможность измерить физический фон (в предположении, что пространственное распределение фоновых заряженных частиц имеет азимутальную симметрию) с помощью крайних счетчиков протонного годоскопа (рис. I) одновременно с набором статистики. Кроме сокращения необходимого пучкового времени  $\sim 2$  раза, такой метод дает возможность избежать некоторых систематических ошибок. Так был измерен физический фон при поз. 4,5 (таб. I).

При первых трех позициях (табл. I) протоны регистрируются как описано в введении. При позициях 4 и 5 из-за увеличения кинетической энергии протонов возрастает сечение ядерных взаимодействий протонов в веществе поглотителя  $Cu$ . Поэтому при

этих позициях непосредственно за протонным телескопом были установлены три пороговых черенковских счетчика на органическом стекле для исключения фона от высокоэнергетических заряженных частиц. Тем не менее, уменьшение среднего угла протонов отдачи  $\bar{\nu}_p^{\wedge}$ , геометрической эффективности установки и сечения исследуемого процесса привело к тому, что отношение эффект/фон по сравнению с позициями 1,2,3 уменьшилось в 3 + 4 раза, (рис.3) что в свою очередь, затруднило обработку этих данных.

Экспериментальные данные обрабатывались двумя методами:

А. Метод эффективной массы двух распадных  $\gamma$ -квантов.

В рамках этого метода информация обрабатывалась тремя способами:

1. Строилась гистограмма  $M_{\gamma\gamma}^{\text{эфф}}$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1$  и  $\check{C}_2$ . Полученный спектр масс  $M_{\gamma\gamma}^{\text{эфф}}$  (рис.4) представлялся в виде функциональной зависимости

$$Y = C_1 + C_2 \exp\{(x - C_3)^2 / C_4\} + C_5 \cdot \exp(C_6 \cdot x), \quad (3)$$

После подгонки данных площадь Гауссовского распределения принималась как вклад исследуемой реакции (1) [5,7]. В отличие от работы [5], где использован конец обычного тормозного  $\gamma$ -спектра, здесь вклад исследуемой реакции почти незаметен на экспоненциально убывающем фоне.

2. Строилась гистограмма  $M_{\gamma p}^{\text{эфф}}$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1, \check{C}_2$  и протонным телескопом. Полученный спектр (рис.2) представлялся в виде функциональной зависимости (3). Для позиций 1,2, 3 (табл.1) отношение эффект/фон принимает зна-

чение  $\sim 1 + 0,5$ , что позволило с хорошей точностью разделить эффект от фона. Значения параметров распределения  $M_{\eta^0}^{\text{эфф}}$  для истинных событий из реакции (I) согласуются с расчетными, полученными методом Монте-Карло.

3. Вклад исследуемой реакции (I) определялся сопоставлением гистограммы  $M_{\eta^0}^{\text{эфф}}$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1, \check{C}_2$  и протонным телескопом с соответствующей гистограммой физического фона (рис.6).

Значения асимметрии  $\Sigma$ , полученные последними двумя способами, в пределах ошибок совпадают.

При получении гистограммы  $M_{\eta^0}^{\text{эфф}}$  (рис.3) мы попытались также использовать ограничения, полученные Монте-Карло расчетом реакции (I), для величин  $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, E_{\eta^0}$ . Точное использование всех расчетных ограничений делает невозможным определение величины физического фона путем подгонки спектра масс функцией (3) в области эффективной массы истинных  $\eta^0$ -мезонов из реакции (I), поскольку вне этой области фон вовсе отсутствует. Частичное использование расчетных ограничений снижает фон только в области малых эффективных масс, вследствие чего функция (3) плохо описывает поведение спектра масс.

Отметим также, что при гистограммировании величин  $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, E_{\eta^0}, M_{\eta^0}^{\text{эфф}}$  в определенных каналах появляются выбросы, ухудшающие значение  $\chi^2$  при подгонке. Выясним характер этих выбросов.

При калибровке  $\check{C}_1$  и  $\check{C}_2$  устанавливается связь между энергией регистрируемого  $\gamma$ -кванта и номером канала амплитудно-цифрового преобразователя

$$\begin{aligned} E_{\gamma 1} &= A_1 + B_1 N_{\text{канал}} \\ E_{\gamma 2} &= A_2 + B_2 N_{\text{канал}} \end{aligned}$$

Легко убедиться, что при условии кратности цены канала в гистограммах  $E\gamma_1$  и  $E\gamma_2$  к  $B_1$  и  $B_2$ , соответственно, выбросы должны отсутствовать. Для отсутствия выбросов в гистограмме  $E\eta^0$ , кроме вышеуказанного, требуется также условие  $B_1 = B_2$ . При соблюдении условий

$$B_1 = B_2 \quad (4)$$

$$A_1 = A_2$$

выбросов не будет и в гистограмме  $M_{\eta^0}^{\text{эфф}}$ . Если условия (4) не соблюдены, производится сглаживание гистограмм при обработке данных.

Проверялся также метод гистограммирования лоренц-фактора системы двух распадных  $\gamma$ -квантов. Известно [8], что гистограмма эффективной массы  $M_{\eta^0}^{\text{эфф}}$ , полученной через лоренц-фактор истинных  $\eta^0$ -мезонов в системе покоя начального состояния двухчастичной реакции (I), при наличии определенных условий эксперимента имеет меньше разброса. Однако этот метод не улучшает разделение эффекта от физического фона, поскольку в реакции (I) используется непрерывный поляризованный тормозной  $\gamma$ -спектр.

Б. Метод двумерных распределений по  $E\gamma_1$  и  $E\gamma_2$ .

Строилось двумерное распределение по  $E\gamma_1$  и  $E\gamma_2$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1$ ,  $\check{C}_2$  и протонным телескопом [9,10]. Далее, используя расчетные распределения по  $E\gamma_1$ ,  $E\gamma_2$ ,  $E\eta^0$ ,  $M_{\eta^0}^{\text{эфф}}$ , полученные методом Монте-Карлс для реакции (I) [4], выделялась область, где должны быть сосредоточены истинные события из процесса (I) (рис.7). Строились соответствующие двумерные распределения для фоновых измерений (рис.8) и измерений с пустой мишенью. Сопоставлением полученных двумерных распределений находилось число истинных событий из реакции (I).

Из двумерного распределения по  $E_{\gamma_1}$  и  $E_{\gamma_2}$  (рис.9) полученного Монте-Карло расчетом реакции (I) для поз.4 (табл.I) видно, что области  $\eta^\circ$ -событий, соответствующие верхнему и нижнему счетчикам протонного годоскопа, хорошо разделяются. При поз.4 и 5 (табл.I) средним счетчиком протонного годоскопа регистрируются 72 и 90% событий из реакции (I), соответственно. Корреляции между  $E_{\gamma_1}$  и  $E_{\gamma_2}$ , указаны на рис.10,11, хорошо согласуются с расчетным распределением (рис.9). Разность числа событий внутри проведенных от руки одинаковых эллипсов указывает на наличие событий из исследуемой реакции. Многочастичные фоновые события должны быть в гребелах статистических отклонений симметрично распределены относительно прямой  $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2}$ , разделяющей область  $\eta^\circ$ -мезонов из реакции (I) в две одинаковые части. Сопоставляя двумерные распределения, приведенные на рис.10, 11, с соответствующим двумерным распределением для истинных совпадений между  $\check{C}_1$ ,  $\check{C}_2$  и протонным телескопом (рис.12), определялось распределение  $\eta^\circ$ -событий из реакции (I) (рис.13).

#### Выводы

1. При использовании поляризованного тормозного  $\gamma$ -спектра невозможно определить выход реакции (I), регистрируя только два  $\gamma$ -кванта из распада  $\eta^\circ$ -мезона.
2. При использованной методике регистрации в кинематической области поз.1,2,3 (табл.I) фоновые измерения можно опустить. Результаты обработки данных с использованием фоновых измерений и без них в пределах ошибок совпадают. Вклад физического фона в область истинных  $\eta^\circ$ -мезонов

составляет  $\sim 3 + 4\%$  (рис.7,8), а вклад кожуха жидководородной мишени  $\leq 2\%$  [2].

3. В кинематической области поз.4, 5 (табл.1) необходимо измерить физический фон. Предложенный метод измерения физического фона (одновременно с набором статистики) и обработка данных методом двумерных распределений по  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$  позволили в трудных фоновых условиях определить (в пределах разумных ошибок) значения асимметрии сечения  $\Sigma$  реакции (1). Полученные значения асимметрии с их физической интерпретацией подготавливаются к публикации.

Автор выражает глубокую благодарность Г.А.Вартапетяну за полезные обсуждения и критические замечания, а также Е.С.Схотряну за создание комплекса программ обработки экспериментальных данных.

Таблица I

Кинематич. позиция	1	2	3	4	5
$E_{\gamma}$ (Гэв)	$1,39 \pm 0,05$	$1,53 \pm 0,055$	$1,78 \pm 0,06$	$1,8 \pm 0,080$	$1,8 \pm 0,085$
$\nu_{\text{сц.м.}}$ $\nu_{\text{т}}^{\circ}$ (град.)	$46 \pm 4$	$46 \pm 4$	$46 \pm 3$	$57 \pm 4,0$	$73 \pm 3,5$
$-t$ (Гэв/с) <sup>2</sup>	$0,25 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,05$	$0,35 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,10$	$0,80 \pm 0,11$
$\nu_{\text{р}}^{\text{А.С.}}$ (град.)	$49 \pm 3,5$	$51 \pm 3,4$	$53 \pm 3,8$	$48 \pm 3,6$	$42 \pm 3,4$
$\tau_{\gamma}$ Л.С. (Мэв)	$135 \pm 24$	$155 \pm 25$	$180 \pm 25$	$285 \pm 27$	$430 \pm 64$

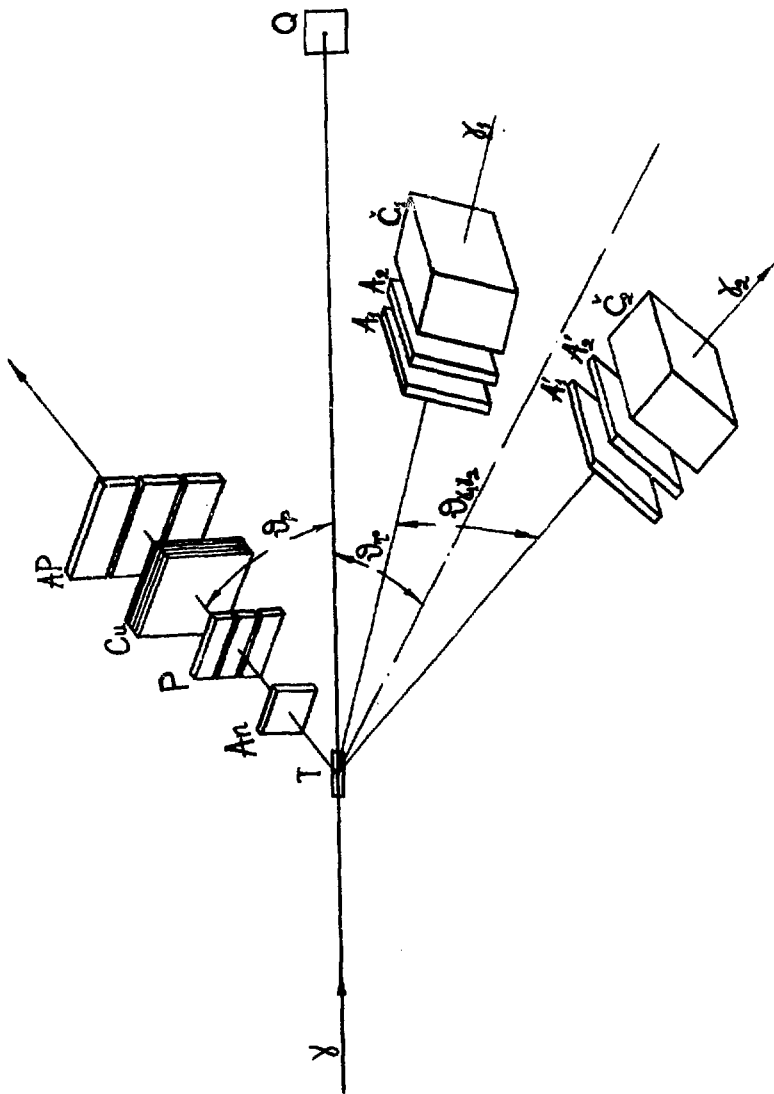


Рис. I





STATISTICAL DATA DISTRIBUTION

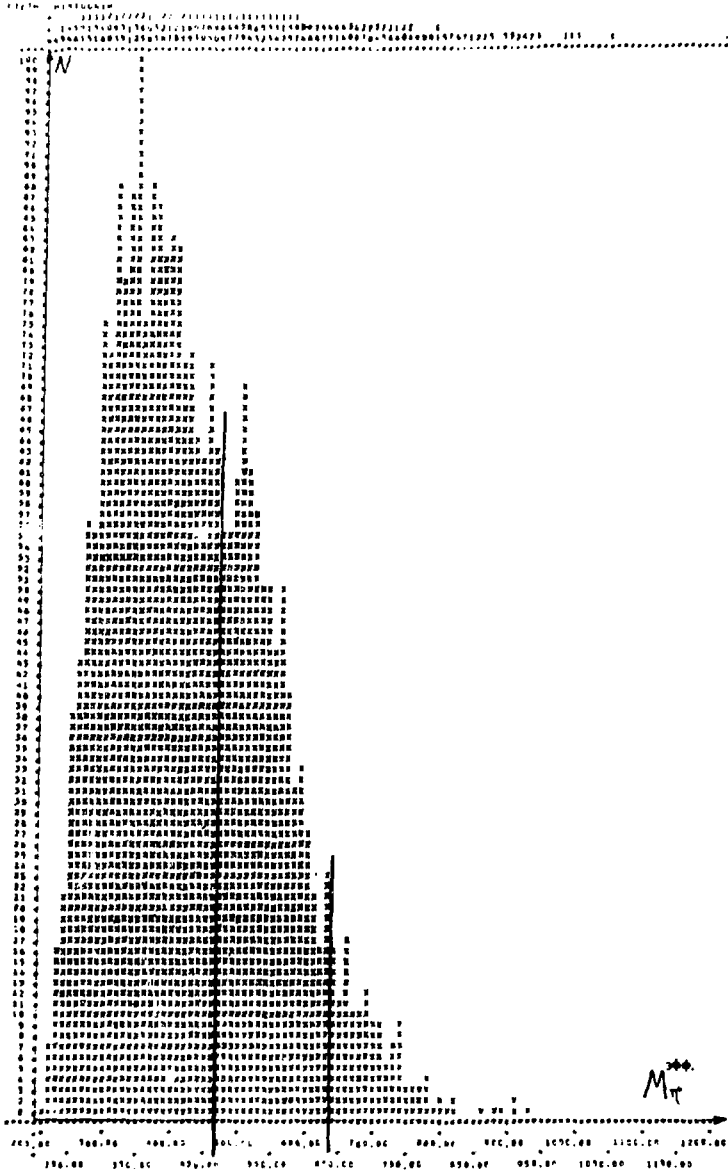


Рис. 4



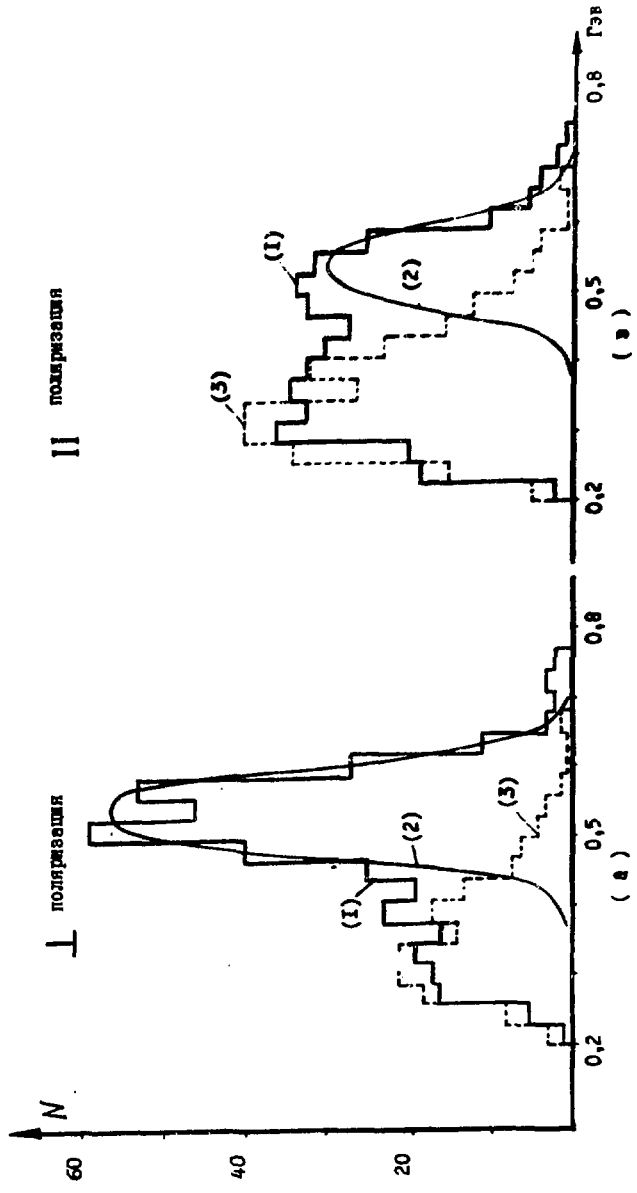


Рис. 6

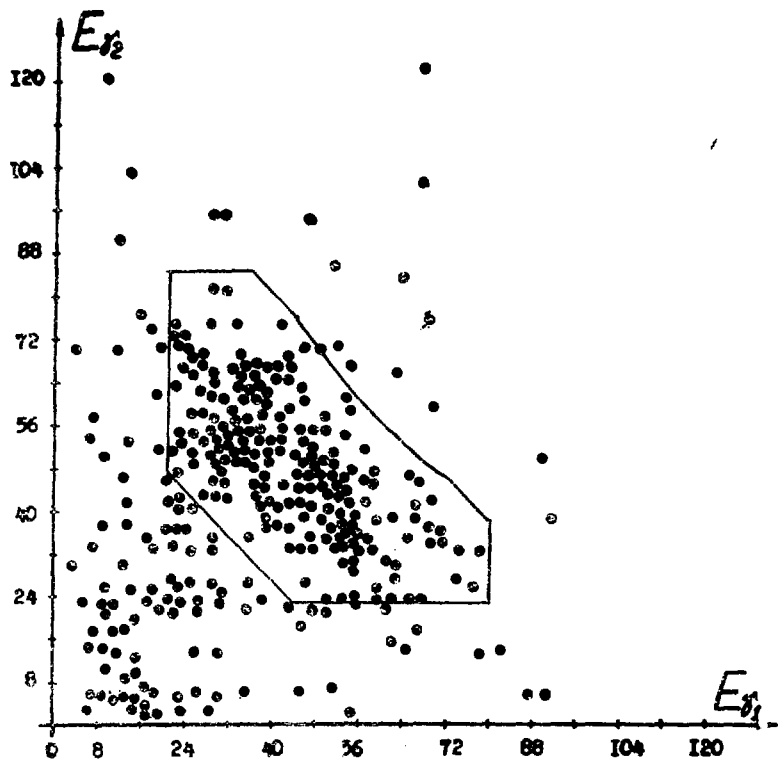


Рис. 7

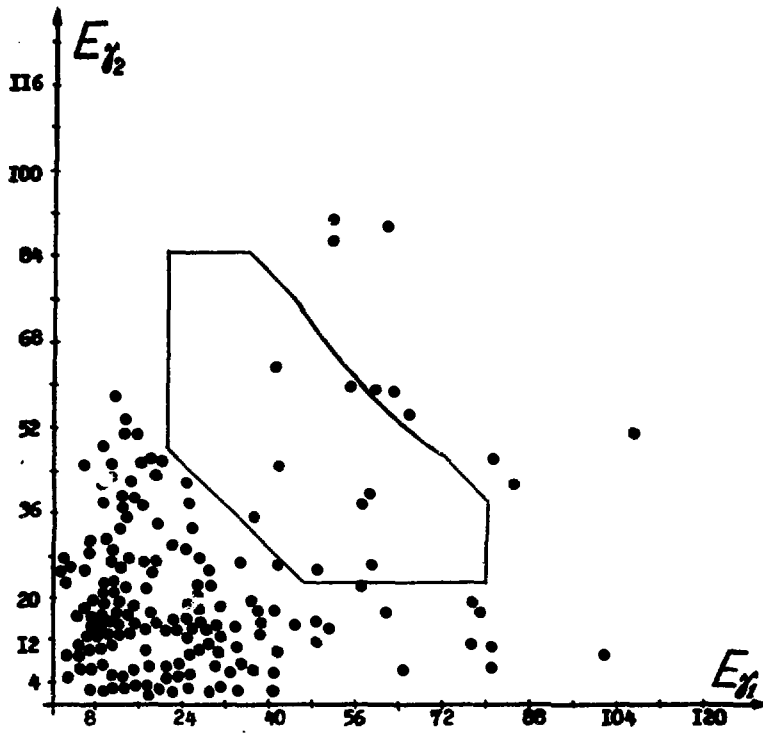


Рис. 8

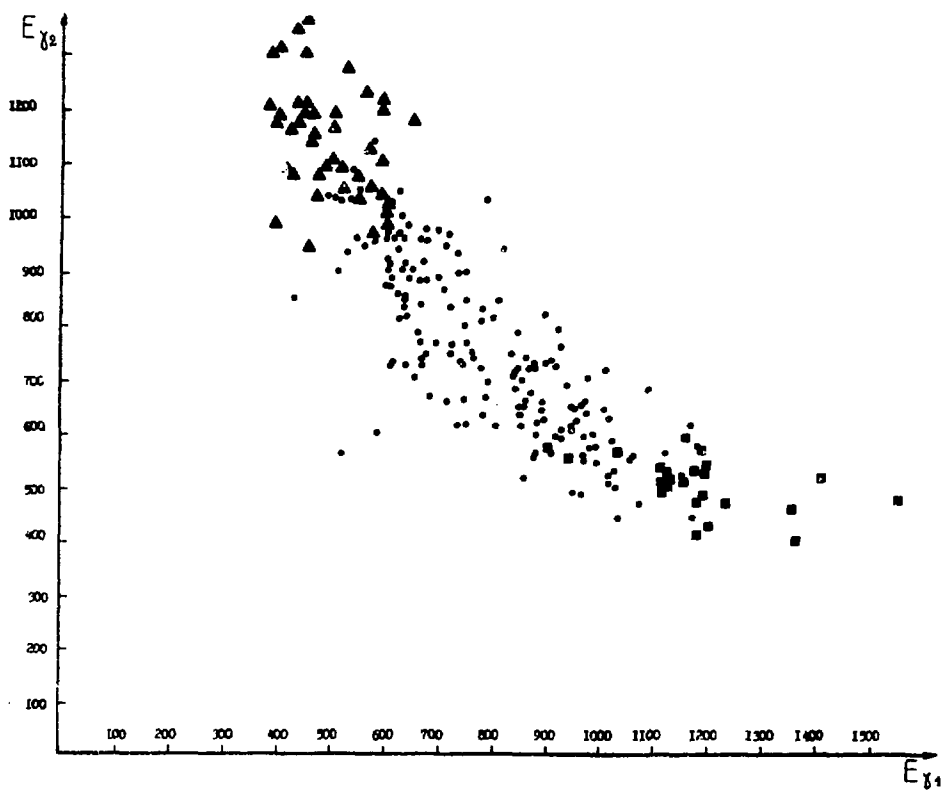


Рис. 9

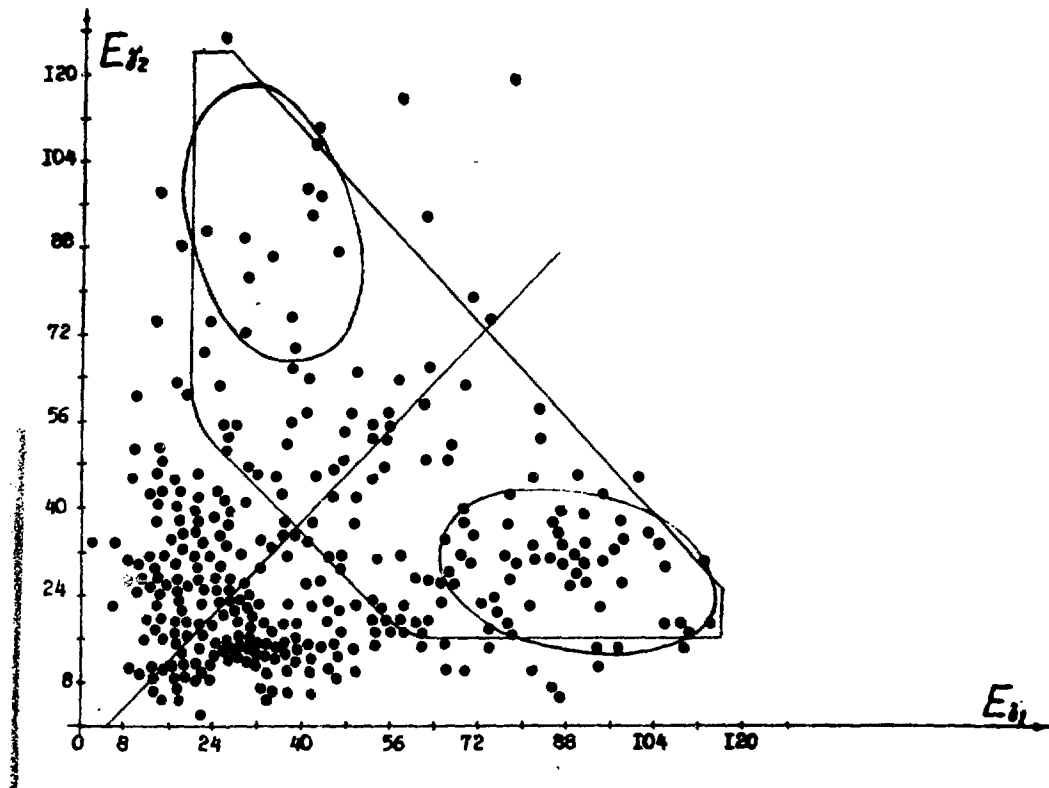


Рис. 10

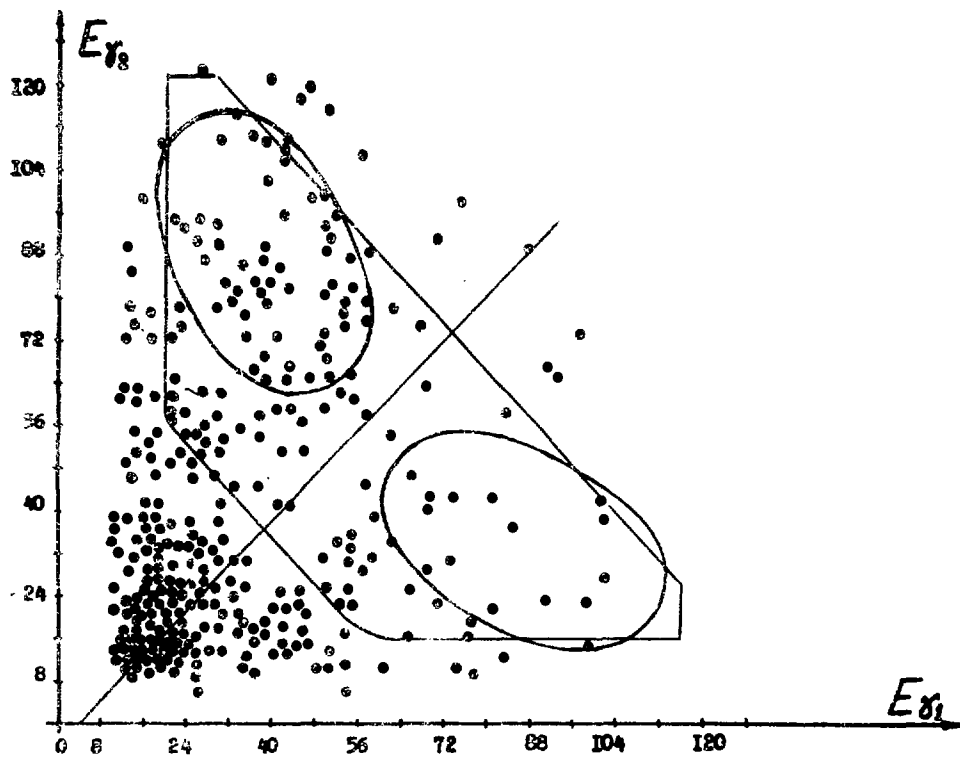


Рис. II

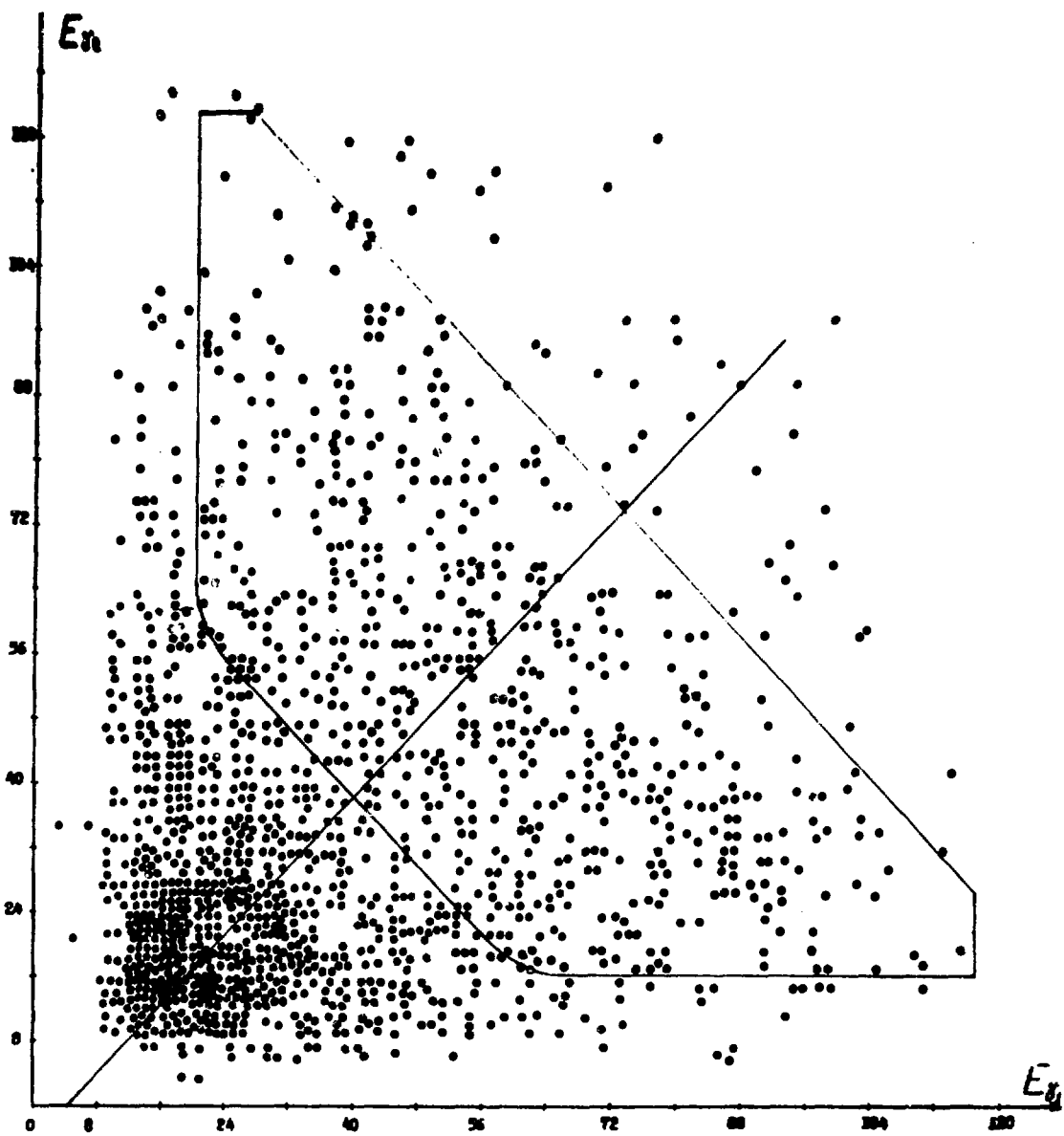


Рис. 12

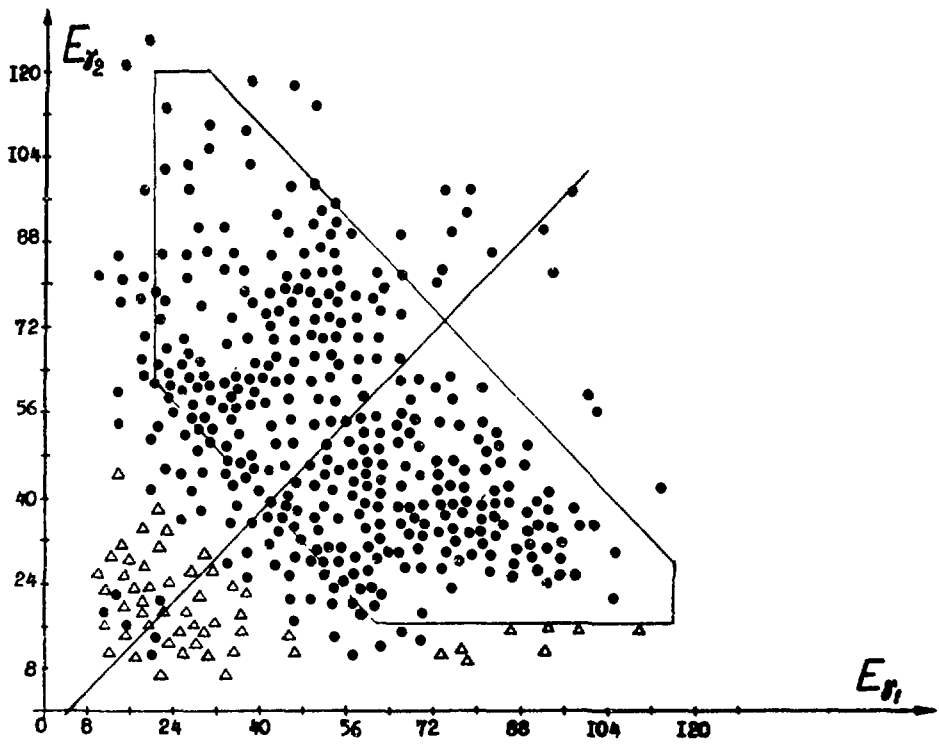


Рис. 13

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Экспериментальная установка:  $\check{C}_1, \check{C}_2$  -черенковские счетчики полного поглощения;  $A_1, A'_1, A_2, A'_2$ -сцинтилляционные счетчики для идентификации  $\gamma$  -квантов;  $A\pi, P$ , AP-пробежный телескоп;  $Cu$  -медный поглотитель;  $Q$  -квантометр.
- Рис.2 Спектр временного интервала регистрации между протонным телескопом и системой  $2\check{C}$ -счетчиков. Точками представлена подгоночная кривая.
- Рис.3 Спектр масс системы двух  $\gamma$  -квантов при  $E_\gamma = 1,8$ ;  $\nu_{\eta^0}^{с.ч.м.} = 57^\circ$ . Точками представлена подгоночная кривая.
- Рис.4 Спектр масс системы двух  $\gamma$  -квантов для истинных совпадений между  $\check{C}_1$  и  $\check{C}_2$  при  $E_\gamma = 1,53$  Гэв.
- Рис.5 Спектр масс системы двух  $\gamma$  -квантов при  $E_\gamma = 1,53$  Гэв. Точками представлена подгоночная кривая.
- Рис.6 Спектр масс системы двух  $\gamma$  -квантов при  $E_\gamma = 1,53$  Гэв: 1-экспериментальная кривая; 2-кривая, рассчитанная методом Монте-Карло для реакции (1); 3-кривая, полученная при "нарушенной кинематике".
- Рис.7 Двумерное распределение по  $E_{\gamma 1}$  и  $E_{\gamma 2}$  при  $E_\gamma = 1,53$  Гэв ( $N_{\text{экв.кв.}} = 12,7 \cdot 10^{13}$ ). По осям отложены каналы соответствующих амплитудно-цифровых преобразователей. Приведена область  $\eta^0$ -мезона, полученная методом Монте-Карло.
- Рис.8. Двумерное распределение по  $E_{\gamma 1}$  и  $E_{\gamma 2}$  при  $E_\gamma = 1,53$  Гэв ( $N_{\text{экв.кв.}} = 17,5 \cdot 10^{13}$ ), полученное при "нарушенной кинематике".

Рис.9 Двумерное распределение по  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$ , полученное Монте-Карло расчетом реакции (I) при  $\nu_{\eta}^{\text{с.ч.м.}} = 57^{\circ}$ .  $\blacktriangle$ ,  $\bullet$   
 $\blacksquare$  - события, регистрируемые нижним, средним, верхним счетчиками протонного годоскопа, соответственно.

Рис.10 Двумерное распределение по  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1$ ,  $\check{C}_2$  и верхним счетчиком протонного годоскопа при  $\nu_{\eta}^{\text{с.ч.м.}} = 57^{\circ}$ .

Рис.11 Двумерное распределение по  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1$ ,  $\check{C}_2$  и нижним счетчиком протонного годоскопа при  $\nu_{\eta}^{\text{с.ч.м.}} = 57^{\circ}$ .

Рис.12. Двумерное распределение по  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1$ ,  $\check{C}_2$  и протонным телескопом при  $\nu_{\eta}^{\text{с.ч.м.}} = 57^{\circ}$ .

Рис.13. Двумерное распределение по  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$  для истинных совпадений между  $\check{C}_1$ ,  $\check{C}_2$  и протонным телескопом при  $\nu_{\eta}^{\text{с.ч.м.}} = 57^{\circ}$  после вычитания физического фона.  $\Delta$  - события со знаком (-), появляющиеся после вычитания двумерных распределений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.О.Абрамян и др. Тезисы докладов на Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, доклад 515, 1976.
2. Л.О.Абрамян и др. Письма ЖЭТФ, 25, 12, 597-600, 1977.
3. A.Christ et al. Lett.Nuovo Cim., 8, N.18, 1039, 1973.
4. А.О.Аганьянц, Г.А.Вартапетян, С.Е.Пилипосян. Препринт ВФИ-290(15)-78.
5. Л.О.Абрамян и др. "Ядерная физика", 18, 4, 1973.
6. А.Т.Dadian et al."Nucl.Instr.& Meth."129, 193-197, 1975.
7. P.S.L. Booth et al. DNPL/P56, 1970
8. M.S.Khvastunov, G.I.Kopylov, Phys.Letts 27B, 653, 1968.
9. G.Bellettini et al. Nuove Cim. 4A Vol.40, 1139, 1965.
10. C.Bacci et al.Phys.Rev.Letts, 1968, V.20, N.11, p.571-574.

Рукопись поступила 23-го ноября 1978 г.

Редактор Л.Н.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 25

ВФ- 05836

Тираж 299

Препринт Е.И

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати II/II-79г. 2,0 уч.изд.л. Ц. 14 к.

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маргаряна 2

индекс 3624