

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФН-290(15) -78

А.О. АГАНЬЯНЦ, Г.А. БАРТАПЕТЯН
С.Е. ШИЛИПОСЯН

МОНТЕ-КАРЛО РАСЧЕТ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО
ИЗМЕРЕНИЮ АСИММЕТРИИ СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ
 η^0 -МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ
 γ -КВАНТАМИ



1978

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ВФИ-290(15)-78

А.О. АГАНЬЯНЦ, Г.А. ВАРТАПЕТЯН,
С.Е. ПИЛИПОСЯН

МОНТЕ-КАРЛО РАСЧЕТ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ
АСИММЕТРИИ СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ η^0 -МЕЗОНОВ
НА ВОДОРОДЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ γ -КВАНТАМИ

Ереван 1978

Введение

Реакция фоторождения η^0 -мезонов на нуклонах изучена гораздо меньше по сравнению с процессом фоторождения π -мезонов, особенно в резонансной области энергий $1 + 2$ Гэв, где в настоящее время имеются отдельные измерения дифференциальных сечений [1].

Для определения вкладов различных резонансов в процесс фоторождения η^0 -мезонов необходимы данные поляризационных опытов.

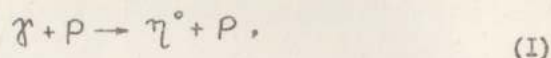
Приведенные в данной работе расчеты использовались в эксперименте по определению асимметрии сечения (Σ) фоторождения η^0 -мезонов на водороде поляризованными γ -квантами при энергиях линейно-поляризованных фотонов 1.39; 1.53; 1.78 Гэв и угле вылета η^0 -мезона в СМД $46^\circ, 57^\circ, 72^\circ$ (см. табл. 1).

Это первые измерения Σ для η^0 -фоторождения в резонансной области энергий [2,3].

С целью выявления оптимальных условий проведения эксперимента и определения необходимых параметров регистрирующей аппаратуры была создана программа Монте-Карло расчета двухчастичной реакции

$$a_{01} + a_{02} \rightarrow a_1 + a_2$$

с конкретной реализацией для процесса



где регистрируется нуклон отдачи и 2 γ - кванта от распада η^0 - мезона. В расчетах Монте-Карло реакции (1) за основу был взят γ - спектрометр из 2-х черенковских счетчиков полного поглощения, выполненных на свинцовом стекле [4].

Из кривой эффективности $2\check{C}$ γ -спектрометра (рис.1) и формы поляризованного тормозного спектра (рис.2) видно, что вклад высокоэнергетических γ - квантов (с низкой поляризацией) может быть ошутимым, что снизит среднюю поляризацию γ - квантов, участвующих в реакции (1). Для исключения вклада высокоэнергетических γ -квантов осуществлено разделение нуклонов отдачи по их кинетической энергии (рис.3).

Вид экспериментальной установки, использованной для измерения асимметрии сечения реакции (1), приведен на рис.4.

Водородная мишень представляет собой цилиндр с размерами $10,4 \times 5,2 \text{ см}^2$. Коллимированный пучок γ -квантов с поперечным сечением $10 \times 10 \text{ мм}^2$ проходит по оси цилиндра.

Регистрация η^0 -мезонов производилась по их распаду на 2 γ - кванта с помощью двух черенковских счетчиков полного поглощения ($2\check{C}$) с коллимационными окнами $15 \times 10 \text{ см}^2$ на расстоянии 140 см от центра мишени. Юстировка $2\check{C}$ счетчиков производилась с помощью лазерного луча.

Протоны отдачи регистрировались пробным телескопом, выделяющим протоны с кинетической энергией меньше определенной величины $(T_p)_{\text{макс}}$.

Протонное плечо было составлено из семи счетчиков. Апертурный счетчик размерами $12 \times 21 \text{ см}^2$, помещался на расстоянии 40 см от центра H_2 -мишени и был включен в режим совпадения с протонным годоскопом, состоящим из трех сцинтилляционных счетчиков. За ними был установлен медный поглотитель с определенной толщиной, достаточной для остановки протонов с энергией $(T_p)_{\text{макс}}$.

При этом обеспечивалась точность $(T_p)_{\text{макс}} \sim 2\%$.

После медного поглотителя имелись три сцинтилляционных счетчика, включенные в режим антисовпадения с протонным годоскопом для исключения фона высокоэнергетических заряженных частиц.

Для снижения загрузки апертурного счетчика перед ним был поставлен поглотитель из обычного сцинтиллятора толщиной 5 см .

Однако использование медного поглотителя для выделения протонов с $T_p < (T_p)_{\text{макс}}$ эффективно лишь при небольших T_p из-за ядерных взаимодействий протонов в веществе поглотителя. Поэтому для измерений с $\bar{E}_\gamma = 1,8 \text{ Гэв}$ и $\gamma_{\text{с.н.}} = 57^\circ, 72^\circ$, когда средняя энергия протонов $\bar{T}_p > 280 \text{ Мэв}$, с целью снижения фона высокоэнергетических заряженных частиц за протонным годоскопом были установлены три твердотельных черенковских счетчика на органическом стекле, включенные в режим антисовпадения с протонным годоскопом. Это позволило нам снизить физический фон на $\sim 20\%$.

Было проведено всего пять независимых измерений асимметрии сечения реакции (1) (см. табл.1).

Результаты расчетов Монте-Карло позволили:

1. Убедиться в правильности выбранных кинематических величин исследуемой реакции (I) и получить кривую выхода реакции в зависимости от значения $E_{\gamma}^{\text{пик}}$ поляризованного тормозного спектра (рис.5).

2. Определить эффективность экспериментальной установки при разных коллимациях и расстояниях ξ счетчиков от центра H_2 -мишени, что необходимо для планирования эксперимента и для оценки дифференциальных сечений после проведения эксперимента.

3. Получить распределение E_{γ} тормозных фотонов, участвующих в реакции (I).

4. Оценить вклад двухчастичной реакции (I) в физический фон, измеряемый при "нарушенной кинематике", отличающейся от правильной кинематики только значением угла между осями ξ -счетчиков γ - спектрометра (см.рис.4).

5. Получить энергетическое распределение распадных γ -квантов, которое учитывается при калибровке 2ξ спектрометра.

6. Выделить область энергий регистрируемых установкой распадных γ - квантов с учетом энергетического разрешения 2ξ счетчиков (разрешение ξ -счетчиков определяется формулой

$\Delta E = \frac{0.17}{\sqrt{E}}$, где E - энергия γ -кванта, а ΔE - полная ширина на полувысоте), а также интервал энергии и эффективной массы системы двух распадных γ - квантов.

Эти данные в дальнейшем используются при обработке экспериментальных данных и дают возможность исключить фоновые события.

7. Получить распределение квадрата четырехмерного переданного импульса $|t|$ и убедиться, что распределения, соответствующие разным измерениям (при разных кинематических позициях) хорошо разделяются. Это важно, так как измерения планировались для разных значений t .

8. Получить распределение кинетической энергии протона отдачи и оценить какая доля протонов из реакции (I) имеет кинетическую энергию больше $(T_p)_{\text{макс}}$. Это учитывается при оценке дифференциальных сечений.

9. Получить распределения координат точки взаимодействия в водородной мишени с целью определения эффективностей отдельных участков H_2 -мишени. Эта зависимость тоже учитывается при оценке дифференциальных сечений.

10. Оценить вклад фоновых реакций.

Краткое описание программы и схема расчета

Программа написана на языке "Фортран IV" для ЭВМ БЭСМ-6. Определение кинематических величин в программе осуществляется для общего случая, когда налетающая частица (α_{01}) и частица-мишень (α_{02}) могут иметь любые массы и любой вектор импульса. Следовательно, программу можно использовать для расчета двухчастичных реакций на встречных пучках (в этом случае, кроме прочих начальных данных, задается величина импульса частицы мишени и его направление по отношению к импульсу налетающей частицы, направление которого является основным).

Программу можно использовать и в случае, когда частица-мишень находится в ядре. В этом случае, для средних и тяжелых

ядер производится равномерный розыгрыш импульса частицы мишени в интервале $0 + 0,2$ Гэв/с, а в случае легких ядер (D, He, Be, \dots) требуется форма распределения импульса частицы-мишени.

Розыгрыш случайных величин по равномерному, по нормальному и экспоненциальному законам, по табулированным данным и т.д. производится с помощью библиотечных подпрограмм RNDM (-I) и RANNOR (A,B), задающих псевдослучайные числа, равномерно распределенные в интервале $[0,1]$ и распределенные по нормальному закону с параметрами $(0,1)$ соответственно.

Моделирование реакции $\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p$ с регистрацией двух γ -квантов от распада η^0 -мезона и протона отдачи производится в следующем порядке (см. блок-схему рис.6, а также приложение).

1. Розыгрывается энергия начального γ -кванта E_γ по заданному экспериментально-измеренному поляризованному тормозному спектру.

2. Розыгрываются равномерно координаты точки взаимодействия (X_i, Y_i, Z_i) в мишени.

3. Проверяется заранее заданный тип мишени и в зависимости от сорта мишени-выбирается тип розыгрыша импульса частицы-мишени.

4. Розыгрывается величина импульса частицы-мишени.

5. Розыгрывается равномерно направление импульса частицы-мишени в плоскости реакции (горизонтальная плоскость).

6. Определяется $E_{01}^{пор}$ - пороговое значение полной энергии частицы α_{01} (см. приложение). Если $E_{01}^{пор} > E_{\gamma_i}$, где E_{γ_i}

определяется в пункте I, то программа выдает соответствующее сообщение и прекращает работу.

7. Определяются параметры С.Ц.М. и необходимые кинематические величины.

8. Определяются для данного i -ого события допустимые пределы изменения квадрата четырехмерного передаваемого импульса $(|t|_{мин} + |t|_{макс})$, учитывается также, что t может иметь и положительные значения (для фоторождения t всегда отрицательна) [6].

9. Розыгрывается $|t|$ в интервале $(|t|_{мин} + |t|_{макс})$ по закону $|t| = A \cdot e^{-\alpha \cdot |t|}$, где A -коэффициент нормировки, значение $\alpha = 2.5$, (определено из работы [5]), после чего находится \mathcal{V}_1^{cum} , (см. приложение п. II).

10. Розыгрывается равномерно азимутальный угол η^0 -мезона в С.Ц.М.

II. Вычисляется в лабораторной системе координат полярный угол η^0 -мезона и проверяется условие $(\mathcal{V}_{\eta^0})_{мин} \leq \mathcal{V}_{\eta^0} \leq (\mathcal{V}_{\eta^0})_{макс}$, где $(\mathcal{V}_{\eta^0})_{мин}$ и $(\mathcal{V}_{\eta^0})_{макс}$ вычисляются в начале программы для данной конкретной кинематической позиции и представляют собой граничные значения интервала полярного угла, охватываемого γ -спектрометром. Если условие не соблюдается, то программа, возвращается к первому пункту.

12. Розыгрывается равномерно азимутальный угол η^0 -мезона φ_{η^0} в лабораторной системе координат в пределах $(\varphi_{\eta^0})_{мин} \leq \varphi_{\eta^0} \leq (\varphi_{\eta^0})_{макс}$, вычисленных в начале программы как и в предыдущем пункте. Это позволило нам увеличить частоту Монте-Карло событий в $5 + 6$ раз.

13. Рассматривается распад η^0 - мезона $\eta^0 \rightarrow \chi_1 + \chi_2$ в системе покоя η^0 - мезона. Разыгрывается $\cos \vartheta$ равномерно в интервале $(-1, 1)$, где ϑ - полярный угол вылета χ_1 в системе покоя η^0 - мезона.

14. Производится переход в \mathcal{L} - систему и разыгрывается равномерно азимутальный угол φ_{χ_1} - первого χ - кванта.

15. Проверяется одновременное попадание χ_1 и χ_2 в \mathcal{C}_I и \mathcal{C}_2 или \mathcal{C}_2 и \mathcal{C}_I соответственно. В случае отрицательного исхода программа возвращается к первому пункту (см. блок-схему расчета рис.6).

16. Разыгрываются по нормальному закону в пределах $\pm 3\sigma$ энергии регистрируемых распадных χ - квантов. Определяется эффективная масса системы 2χ , причем угол между направлениями χ_1 и χ_2 принимается равным углу между осями \mathcal{C} счетчиков χ - спектрометра. Таким же образом получается спектр эффективных масс системы двух фотонов при обработке экспериментальных данных.

17. Вычисляются кинематические величины для нуклона отдачи в цилиндрической системе координат, где начало координат совпадает с центром H_2 мишени, ось Z перпендикулярна к горизонтальной плоскости, а отсчет полярного угла ведется от направления тормозного χ - пучка.

18. Выводятся на печать необходимые кинематические величины для данного события: энергии (Гэв), импульсы (Гэв/с), расстояния (см) (до 23 величин для каждого события). При разыгрыше передаваемого импульса принимается во внимание, что установкой регистрируются лишь те события, передаваемый

импульс которых находится в определенном интервале $[t_1, t_2]$. Пределы этого интервала для конкретной кинематической позиции находятся с помощью кинематических таблиц. Это позволяет нам увеличить частоту событий в $2,6 \pm 6,0$ раз (в зависимости от позиции), что учитывается при оценке сечений.

Однако при данной позиции возможны события с разными S (квадрат полной энергии в С.Ц.М., которым определяются величины $|t|_{\min}$ и $|t|_{\max}$). Следовательно, отношение заштрихованной площади (см. рис.7) к общей площади, нормированной на единицу, будет разным при разных S . Поэтому для каждого события вычисляется это отношение R и выводится на печать с целью получения \bar{R} и σ_R . (например для позиции 3 получается $\frac{\sigma_R}{\bar{R}} \sim 3\%$).

Полученные результаты.

Из соответствующих гистограмм Монте-Карло определяются $(T_p)_{\max}$ и другие параметры пучка протонов отдачи, а следовательно, размеры и конфигурация счетчиков протонного плеча. Таким образом обеспечивается регистрация протонов из реакции (I), если соответствующий η^0 - мезон регистрировался $2\mathcal{C}$ χ - спектрометром. Это важно, так как геометрическая эффективность χ - спектрометра очень низкая (для позиции 2 она составляет $\sim 1,1 \cdot 10^{-5}$).

На рисунках 8 + 13 приведены гистограммы для $T_p, E_{\chi}, E_{\chi}, |t|, M^{\text{эф}}, \vartheta_{\eta^0}$ С.Ц.М., соответствующие позиции 3 (табл. I). Пунктирные линии на гистограммах соответствуют событиям из реакции (I), у которых $T_p > (T_p)_{\max} = 210$ Мэв. Форма гисто -

граммы E_{γ} подтверждает сказанное относительно подавления вклада высокоэнергетических γ - квантов.

На рис.14 представлены Монте-Карло события (поз.3 таб.1) в виде двумерного графика, где E_{γ_1} и E_{γ_2} - энергии γ -квантов от распада η^0 -мезона с учетом энергетического разрешения ζ счетчиков γ -спектрометра.

Параллельные к координатным осям прямые получены из гистограмм E_{γ_1} и E_{γ_2} . Прямые, пересекающие координатные оси, получены из гистограммы $E_{\eta^0} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$. Гиперболы получены из гистограммы эффективной массы системы двух γ - квантов $M_{\eta^0}^{\text{эфф}} = 2 \sin \beta \sqrt{E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2}}$, где β - половинный угол между осями черенковских счетчиков. Эти линии выделяют определенную кинематическую область, где должны быть сосредоточены события (с учетом точности калибровки ζ -счетчиков γ - спектрометра), зарегистрированные в процессе эксперимента.

Идентичные расчеты выполнены для остальных позиций (таб.1).

При обработке экспериментальных данных наряду с использованием результатов измерений при "нарушенной кинематике" (см.рис.15) использовались также расчетные распределения для исключения фоновых событий. Результаты этих двух способов обработки в пределах ошибок совпадают. Это позволило нам при позициях 4 и 5 опустить измерения при "нарушенной кинематике"

Таблица I

Позиция	1	2	3	4	5
E_{γ} (Гэв)	$1,39 \pm 0,05$	$1,53 \pm 0,055$	$1,78 \pm 0,06$	$1,8 \pm 0,080$	$1,8 \pm 0,085$
ϑ_{η^0} С.Ц.М.	$46^\circ \pm 4^\circ$	$46^\circ \pm 4^\circ$	$46^\circ \pm 3^\circ$	$56^\circ \pm 3,5^\circ$	$72,5^\circ \pm 3,5^\circ$
$-t$ (Гэв/с) ²	$0,25 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,05$	$0,35 \pm 0,04$	$0,53 \pm 0,09$	$0,81 \pm 0,11$
T_p (Мэв)	135 ± 24	155 ± 25	180 ± 27	285 ± 53	430 ± 64

ПРИЛОЖЕНИЕ

В общем случае двухчастичной реакции



имеем:

1. Пороговое значение полной энергии налетающей частицы a_{01} определяется выражением

$$E_{01}^{пор} = \frac{E_{02}[(m_1+m_2)^2 - m_{01}^2 - m_{02}^2] + P_{02} \cos \vartheta \sqrt{[(m_1+m_2)^2 - m_{01}^2 - m_{02}^2] - 4m_{01}^2(E_{02}^2 - P_{02}^2 \cos^2 \vartheta)}}{2(E_{02}^2 - P_{02}^2 \cos^2 \vartheta)}$$

где $E_{01}^{пор}$ - пороговое значение полной энергии налетающей частицы a_{01} , E_{02} и P_{02} - полная энергия и величина импульса частицы-мишени a_{02} , ϑ - есть угол $(\vec{P}_{01} \hat{=} \vec{P}_{02})$, где \vec{P}_{01} - вектор импульса частицы a_{01} , m_{01} , m_{02} , m_1 , m_2 - массы частиц a_{01} , a_{02} , a_1 , a_2 соответственно.

2. Скорость β_c и лоренц-фактор γ_c С.Ц.М. в Л-системе определяются формулами

$$\gamma_c = 1/\sqrt{1-\beta_c^2} \quad \beta_c = \frac{\sqrt{P_{01}^2 + 2P_{01} \cdot P_{02} \cdot \cos \vartheta + P_{02}^2}}{E_{01} + E_{02}}$$

3. Угол ϑ_c между \vec{P}_{01} и $\vec{\beta}_c$ определяется формулой

$$\operatorname{tg} \vartheta_c = \frac{|\vec{P}_{02}| \cdot \sin \vartheta}{|\vec{P}_{01}| + |\vec{P}_{02}| \cdot \cos \vartheta}$$

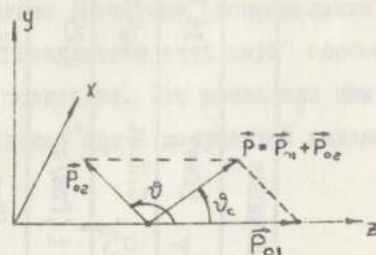


Рис.16

Все векторы лежат в плоскости XOZ (рис.16).

Учет азимутального угла ψ вектора \vec{P}_{02} производится равномерным розыгрышем азимутального угла частицы a_1 в Л-системе (см. пункт II в схеме расчета) в пределах $[0 + 2\pi]$.

4. Полные энергии частиц a_{01} и a_{02} в С.Ц.М. определяются формулами

$$E_{01}^{СЦМ} = \gamma_c (E_{01} - \beta_c \vec{P}_{01})$$

$$E_{02}^{СЦМ} = \gamma_c (E_{02} - \beta_c \vec{P}_{02})$$

квадрат полной энергии в С.Ц.М.

$$S = (E_{01}^{СЦМ} + E_{02}^{СЦМ})^2$$

5. Вектор $\vec{P}_{01}^{СЦМ}$ задается формулой

$$\vec{P}_{01}^{СЦМ} = \vec{P}_{01} + \gamma_c \cdot \beta_c \left(\frac{\gamma_c}{\gamma_{c+1}} \vec{\beta}_c \cdot \vec{P}_{01} - E_{01} \right)$$

6. Л-системой координат является правая прямоугольная система координат с осями \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} , удовлетворяющими векторным уравнениям

$$\hat{x} = [\hat{y} \cdot \hat{z}]; \quad \hat{y} = [\hat{z} \cdot \hat{x}]; \quad \hat{z} = [\hat{x} \cdot \hat{y}].$$

Вектор \vec{P}_{01} направлен по оси OZ , горизонтальной плоскостью является плоскость XOZ .

7. Системой С.Ц.М. является правая прямоугольная система координат, оси которой параллельны соответствующим осям Л-системы, и начало координат которой движется со скоростью $\vec{\beta}_c$ в Л-системе. Ось С.Ц.М. \hat{x}^* , \hat{y}^* , \hat{z}^* удовлетворяют тем же уравнениям, что и \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} .

Из пункта 3 настоящего приложения следует, что плоскости XOZ и X^*OZ^* всегда совпадают.

Углы ϑ и φ определяются как в соответствующей сферической системе координат.

8. Из пунктов 3 и 7 настоящего приложения следует, что вектор $\vec{P}_{O1}^{счм}$ лежит в плоскости XOZ (X^*OZ^*), следовательно он определяется двумя проекциями $(\vec{P}_{O1}^{счм})_{z^*}$ и $(\vec{P}_{O1}^{счм})_{x^*}$, которые задаются формулами

$$(\vec{P}_{O1}^{счм})_{z^*} = P_{o1} + \gamma_c \cdot \beta_c \cdot \cos \vartheta_c \left(\frac{\gamma_c \cdot \beta_c \cdot P_{o1} \cdot \cos \vartheta_c}{\gamma_c + 1} - E_{o1} \right)$$

$$(\vec{P}_{O1}^{счм})_{x^*} = \gamma_c \beta_c \sin \vartheta_c \left(\frac{\gamma_c \cdot \beta_c \cdot P_{o1} \cdot \cos \vartheta_c}{\gamma_c + 1} - E_{o1} \right).$$

9. Угол между вектором $\vec{P}_{O1}^{счм}$ и осью OZ определяется формулой

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{(\vec{P}_{O1}^{счм})_{x^*}}{(\vec{P}_{O1}^{счм})_{z^*}}$$

следовательно угол между вектором $\vec{P}_{O2}^{счм}$ и осью OZ^* $\eta = \vartheta - \xi$.

Легко убедиться, что когда $P_{O2} \neq 0$, то кроме случаев $\vec{P}_{O2} \parallel \vec{P}_{O1}$ и $\vec{P}_{O2} \perp \vec{P}_{O1}$, ξ всегда отлично от нуля. Это означает, что система координат, где общепринятым образом разыгрываются $\vartheta_1^{счм}$ и $\varphi_1^{счм}$ (полярный и азимутальный углы рожденной частицы α_1), отличается от принятой системы координат С.Ц.М. (рис. I7), то есть от $X^*Y^*Z^*$. Введем новую систему координат $X_1^*Y_1^*Z_1^*$ (рис. I7), которая получается вращением $X^*Y^*Z^*$ вокруг оси OY^* на угол ξ в обратную сторону угла ϑ (рис. I6). Из рис. I7 видно, что если угол вылета $\vartheta_1^{счм}$ частицы α_1 в системе $X_1^*Y_1^*Z_1^*$ меньше угла ξ , то азимутальный угол $\varphi_1^{счм}$ частицы α_1 , пробегая значения $(0 \leq \varphi_1^{счм} \leq 2\pi)$ в системе координат $X_1^*Y_1^*Z_1^*$, остается в определенных пределах (азимутального угла) по отношению системы $X^*Y^*Z^*$. Эти пределы определяются соотношением углов

$\vartheta_1^{счм}$ и ξ . Оттуда же видно, что при заданном значении $\vartheta_1^{счм}$ угол ϑ_1^* (следовательно и ϑ_1) зависит от $\varphi_1^{счм}$.

Таким образом, сначала разыгрываются полярный и азимутальный углы рождения частицы α_1 в системе $X_1^*Y_1^*Z_1^*$, затем производится переход в систему $X^*Y^*Z^*$ с последующим переходом в Л-систему XYZ .

10. Полные энергии частиц α_1 и α_2 в С.Ц.М. определяются формулами

$$E_1^* = \frac{S + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{S}}; \quad E_2^* = \frac{S + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{S}}.$$

11. После розыгрыша $|t|$ находится полярный угол $\vartheta_1^{счм}$, в С.Ц.М. по формуле

$$\cos(\vartheta_1^{счм}) = \frac{2 \cdot (t - m_{o1}^2 - m_1^2) \cdot S + (S + m_1^2 - m_2^2)(S + m_{o1}^2 - m_{o2}^2)}{\left\{ [S - (m_1 + m_2)^2] [S - (m_1 - m_2)^2] [S - (m_{o1} + m_{o2})^2] [S - (m_{o1} - m_{o2})^2] \right\}^{1/2}}.$$

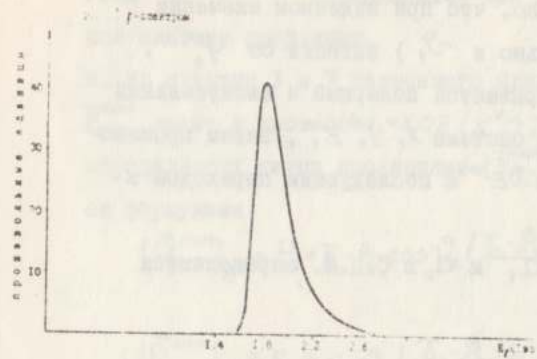


Рис. 1

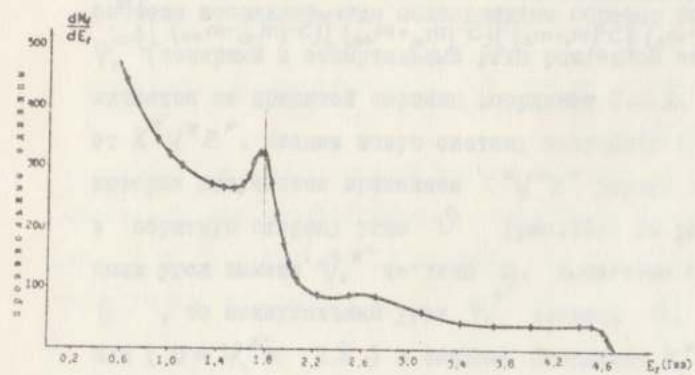


Рис. 2

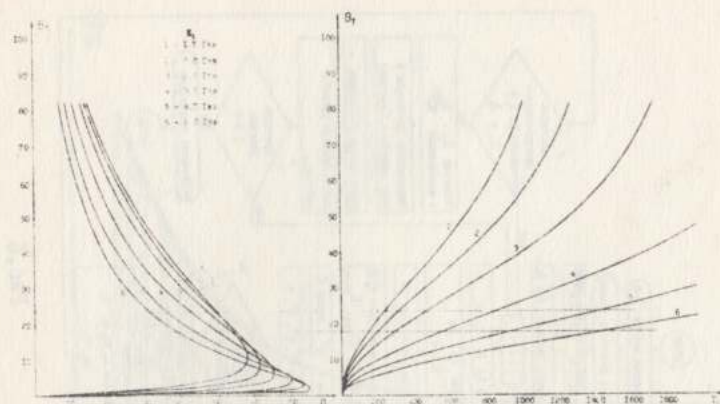


Рис. 3

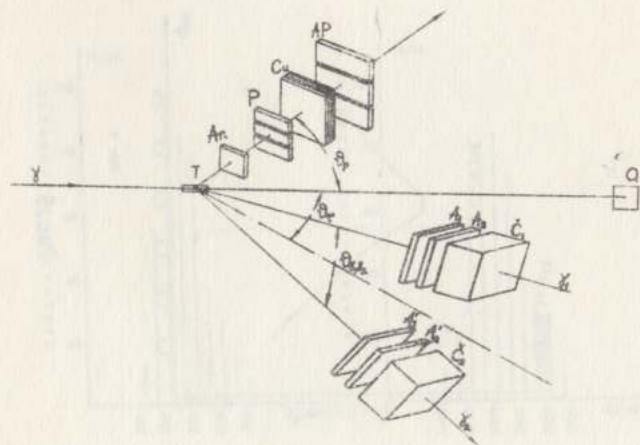


Рис. 4

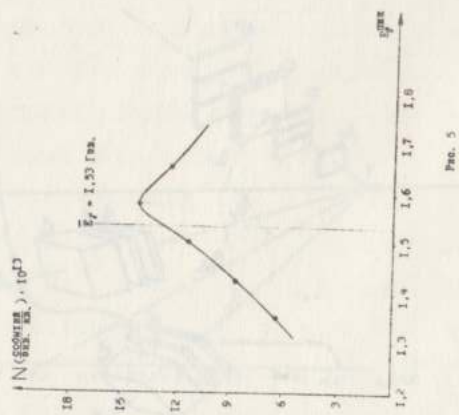


Рис. 5

Рис. 5

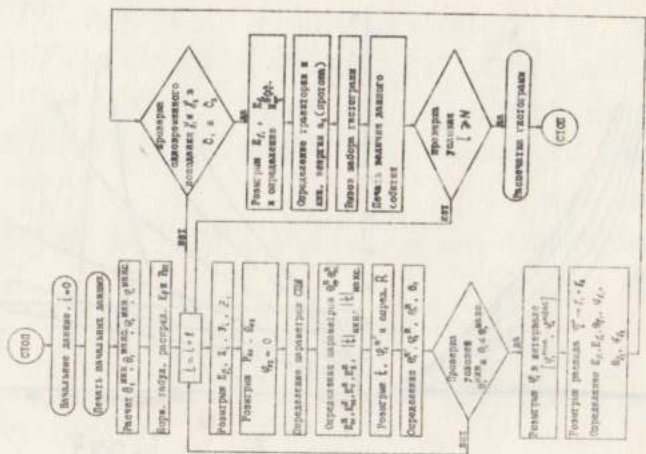


Рис. 6

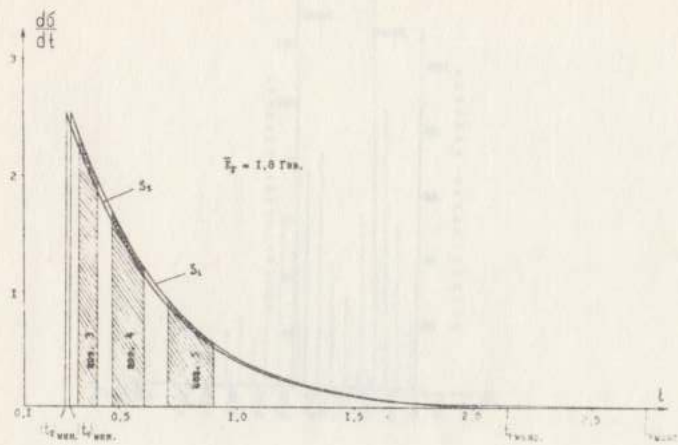


Рис. 7

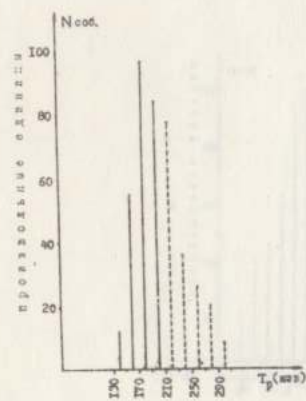


Рис. 8

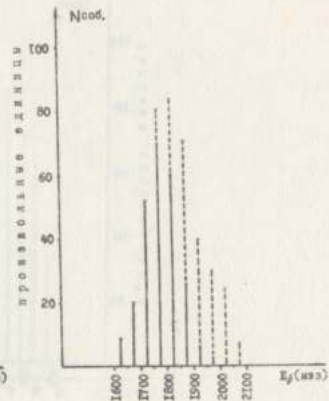


Рис. 9

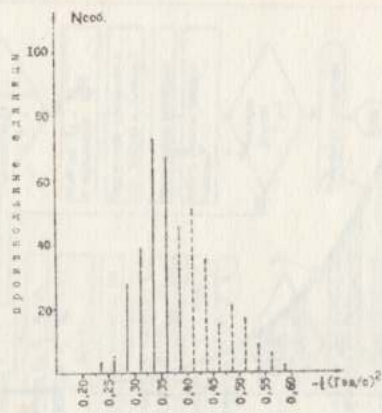


Рис. 10



Рис. 11



Рис. 12



Рис. 13

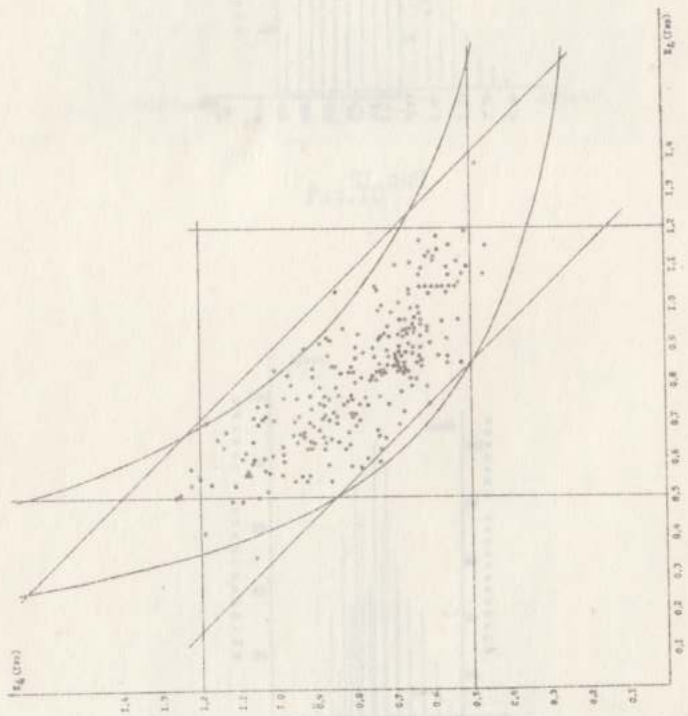


Рис. 14

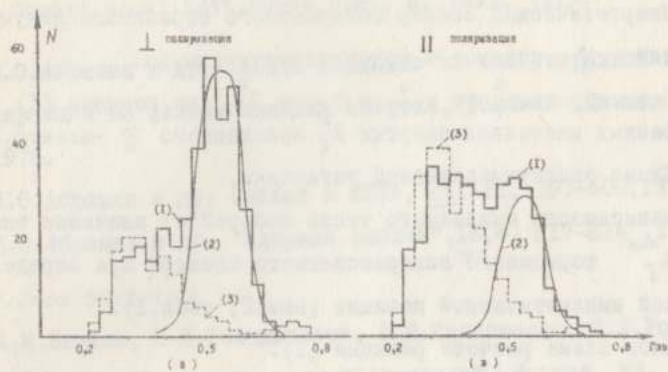


Рис. 15

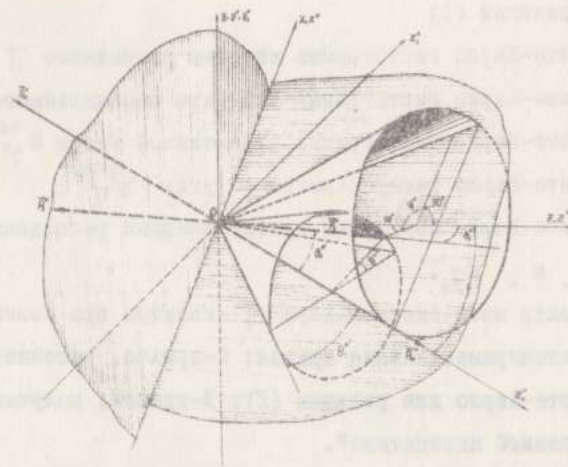


Рис. 17

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

1. Эффективность 2С γ -спектрометра.
2. Энергетический спектр когерентного тормозного излучения γ -квантов в монокристалле алмаза.
3. Зависимость V_p от V_γ и Γ_p от V_γ для реакции (I) при разных значениях энергии E_γ падающего γ -кванта.
4. Схема экспериментальной установки.
5. Зависимость ожидаемого числа событий от значения энергии $E_\gamma^{пик}$ тормозного поляризованного спектра при определенной кинематической позиции (поз.2, табл.1).
6. Блок-схема расчета реакции (I).
7. Зависимость $\frac{dS}{dt}$ от t при разных значениях S ($S_1 < S$).
8. Монте-Карло гистограмма кинетической энергии протона.
9. Монте-Карло гистограмма энергии γ -квантов, участвующих в реакции (I)
10. Монте-Карло гистограмма энергии распадающего γ -кванта.
11. Монте-Карло гистограмма квадрата передаваемого импульса $-t$.
12. Монте-Карло гистограмма эффективной массы $M_{\gamma^0}^{эфф}$.
13. Монте-Карло распределение по углу $V_{\gamma^{сум}}$.
14. Монте-Карло двумерный график энергий распадающих γ -квантов E_{γ_1} и E_{γ_2} .
15. Спектр масс системы двух γ -квантов при позиции 2(табл.1).
1-экспериментальная кривая; 2-кривая, рассчитанная методом Монте-Карло для реакции (I); 3-кривая, полученная при "нерушенной кинематике".
17. Системы координат и графическое представление зависимости V_1^* от φ_1^* .

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Christ et al.Lett.Nuovo Cim., 8, 1039, 1973.
2. Л.О.Абрамян и др. Тезисы докладов на Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, Доклад 515, 1976.
3. Л.О.Абрамян и др. Письма в ЖЭТФ, 25, 12, 597-600, 1977.
4. Л.О.Абрамян и др. "Ядерная физика", 18, 4, 817-824, 1973.
5. P.Joos DESY-HERA 70-1
6. А.М.Балдин, В.И.Гольданский, В.М.Максименко, И.Л.Розентадз, "Кинематика ядерных реакций"Атомиздат, Москва, 89, 1968.

Рукопись поступила 15-го февраля 1978 г.