

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ИФИ-627(17)-83

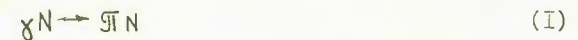
И.А.КЕРОՅԱՆ, Զ.Վ.ՍԵՏՐՕՅԱՆ

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО  
ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ АСИММЕТРИИ  
СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ  $\eta^{\circ}$  - МЕЗОНА  
НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ

ԵՐԵՎԱՆ 1983 ԵՐԵՎԱՆ

### Введение

Большой интерес к процессам одиночного фотообразования пионов на нуклонах вызван, в основном, тем, что реакция типа



является важным источником информации относительно свойств резонансов, электромагнитных констант связи и т.д. Решение этих вопросов связано с однозначным определением амплитуд реакции (1). В экспериментальном отношении задача определения амплитуд фоторождения сводится к измерению девяти независимых наблюдаемых величин. Такими величинами являются дифференциальное поперечное сечение реакции (1) с неполяризованными фотонами на неполяризованной мишени ( $d\sigma_0/d\Omega$ ), асимметрия пучка ( $\Sigma$ ) и асимметрия мишени ( $T$ ).

Поперечное сечение фоторождения пионов линейно поляризованными фотонами на поляризованной мишени определяется следующим выражением [1]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\phi - P_x P_y H \sin 2\phi + P_y (T - P_x P \cos 2\phi) + P_z P_x G \sin 2\phi], \quad (2)$$

где  $P_0$  - поляризация пучка  $\chi$  - квантов,  
 $\vec{P}(P_x, P_y, P_z)$  - вектор поляризации нуклонов мишени,  
 $\phi$  - угол между вектором поляризации фотонного пучка  
и плоскостью реакции.

В частности, в случае неполяризованного пучка  $\chi$  - квантов  
и мишени, поляризованной перпендикулярно плоскости реакции  
(ось  $y$ ), уравнение (2) принимает следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + P_y T)$$

и при двух направлениях поляризации мишени перпендикулярно  
вверх ( $\uparrow$ ) и вниз ( $\downarrow$ ) плоскости реакции величина  $T$  определя-  
ется следующей формулой

$$T = \frac{1}{P_y} \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}}.$$

Приведенный в настоящей работе расчет посвящен эксперимен-  
ту по измерению энергетической зависимости асимметрии мише-  
ни  $T(E_\chi)$  под углами рождения  $\pi^0$ - мезонов в с.п.м.  $60^\circ$  и  
 $80^\circ$  в области  $E_\chi = (0,75 \div 1,4)$  ГэВ и  $E_\chi = (0,7 \div 1,13)$  ГэВ,  
соответственно.

Основной целью расчета методом Монте-Карло являлось получе-  
ние энергетических спектров протонов для счетчиков  $R_i$  ( $i =$   
 $= 1, \dots, 5$ ) пробного спектрометра, а также определение эффек-  
тивности регистрации случаев ( $\rho\pi^0$ )-пар и выхода реакции (I)  
в зависимости от  $\theta_{\pi^0}^*$  и  $E_\chi$ . Вычислялась угловая зависимость  
реакции (I)  $\epsilon(\pi^0)$  при нарушенной кинематике. В результате рас-  
чета была выявлена специфика, обусловленная использованием  
протонной поляризованной мишени (ППМ).

Протонная поляризованная мишень

Эксперимент по определению мишени асимметрии  $T$  планирует-

ся проводить на создаваемой в ЕРФИ ППМ [2]. Для получения по-  
ляризации  $\sim 80\%$  в образце мишени (этиленгликоль) используется  
метод динамической поляризации, сущность которого состоит в  
принудительной ориентации ядерных спинов вещества в заданном  
направлении под действием высокочастотного поля [3]. Необхо-  
димая поляризация достигается использованием системы СВЧ-накач-  
ки поляризации 4 мм диапазона и магнитной системы, создающей  
магнитное поле напряженностью 2,5 Тл и однородностью  $\pm 10^{-4}$  в  
образце мишени. Удовлетворяющее этим требованиям магнитное по-  
ле создается парой сверхпроводящих соленоидов в геометрии Гельм-  
гольца (рис.1). Сверхпроводящая магнитная система характеризу-  
ется следующими параметрами [2]:

внутренний радиус	$R_1 = 19,69$ см
наружный радиус	$R_2 = 28,31$ см
средний радиус	$R_0 = 24$ см
расстояние между катушками	$2a = 16$ см
толщина обмотки	$\xi = 8,62$ см
длина соленоида	$\eta = 8$ см

В основе расчета магнитного поля соленоида лежит принцип  
суперпозиции, согласно которому магнитное поле обмотки в любой  
точке пространства равно векторной сумме полей отдельных витков.

Поле аксиально-симметричной обмотки имеет две составляю-  
щие магнитного поля: осевую  $H_z$  и радиальную  $H_R$ . В точке с  
координатами  $(\tilde{x}, \tilde{z})$  круговой виток радиуса  $A$  [см], несущий  
ток  $J$  [А], создает магнитное поле  $H$  [Э], компоненты которого  
выражаются через эллиптические интегралы первого и второго рода  
 $E(k)$  и  $K(k)$  [4]:

$$H_z(z, z) = \frac{2J}{10A} \left[ \frac{1}{\left[ \left(1 + \frac{z}{A}\right)^2 + \left(\frac{z}{A}\right)^2 \right]^{1/2}} \right] \times \left[ K(k) + \frac{1 - \left(\frac{z}{A}\right)^2 - \left(\frac{z}{A}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{z}{A}\right)^2\right] + \left(\frac{z}{A}\right)^2} E(k) \right]$$

$$H_R(z, z) = \frac{2J}{10A} \left(\frac{z}{z}\right) \left[ \frac{1}{\left[ \left(1 + \frac{z}{A}\right)^2 + \left(\frac{z}{A}\right)^2 \right]^{1/2}} \right] \times \left[ -K(k) + \frac{1 + \left(\frac{z}{A}\right)^2 + \left(\frac{z}{A}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{z}{A}\right)^2\right] + \left(\frac{z}{A}\right)^2} E(k) \right]$$

$$k = \left[ \frac{4 \left(\frac{z}{A}\right)}{\left(1 + \frac{z}{A}\right)^2 + \left(\frac{z}{A}\right)^2} \right]^{1/2} \quad K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

Эллиптические интегралы  $E(k)$  и  $K(k)$  вычисляются численным интегрированием методом Гаусса.

Приведенные формулы позволяют вычислить значение напряженности магнитного поля в любой точке пространства с координатами  $(z, z)$ . На рис.2 приведены осевая  $H_z$  и радиальная  $H_R$  составляющие магнитного поля. Осевая составляющая дана в плоскости  $z = 0$ , радиальная же - в плоскости  $z = 4$  см, поскольку при  $z = 0, H_R = 0$ .

Сильное магнитное поле ШМ, необходимое для получения высокой поляризации, существенно изменяет траектории заряженных частиц, рожденных в реакции, что вызывает дополнительные трудности при исследовании процессов фоторождения с использованием ШМ. В связи с этим существенное значение приобретает изучение топографии магнитного поля соленоида и учет его влияния на заряженные частицы, что особенно важно при нерелятивистских скоростях.

Движение частицы с зарядом  $e$  в магнитном поле напряженности  $\vec{H}$  описывается уравнением Лоренца

$$\frac{d}{dt} (m\vec{v}) = e [\vec{v} \times \vec{H}]$$

Из уравнения Лоренца выводится система дифференциальных

уравнений, описывающая в декартовых координатах траекторию частицы в магнитном поле. Полученная система уравнений решается методом Рунге-Кутты. Интегрирование проводится по координате в направлении  $\gamma$  - пучка. Выбор оптимального шага интегрирования основывается на влиянии его величины на угол отклонения заряженной частицы. В результате проведенного исследования был выбран шаг 5 см, при котором отличие в угле отклонения по сравнению с шагом 1 см составляет 0,1% (дальнейшее уменьшение шага интегрирования на величину угла отклонения не сказывается). Вместе с тем, такой шаг интегрирования приводит к экономии счетного времени на ЭВМ более чем на один порядок.

В результате решения системы уравнений получена зависимость угла отклонения протона в магнитном поле ШМ от ее кинетической энергии. На рис.3 представлена эта зависимость для нескольких значений вертикального угла  $\varphi = 0, \pm 2^\circ, \pm 4^\circ$ . Кривая для  $\varphi = 0$  совпадает с аналогичными кривыми, приведенными в работах [2,5].

#### Экспериментальная установка

Кинематические условия, при которых планируется проведение эксперимента, приведены в табл. I. Схема экспериментальной установки дана на рис. 4.

Таблица I

$\theta_{\gamma}^*$	Позиция	$\bar{\theta}_{\gamma p}$ (в град)	$\bar{\theta}_{\gamma \gamma}$ (в град)	$\Delta E_{\gamma}$ (ГэВ)	$\Delta T_p$ (МэВ)
60°	I	55,5	36,2	0,75 ± 1,15	130 ± 160
	II	54,5	34,3	0,98 ± 1,40	190 ± 230
80°	I	46,0	52,8	0,70 ± 0,95	180 ± 226
	II	45,0	50,2	0,85 ± 1,13	250 ± 288

Экспериментальная установка состоит из двух плеч, предназначенных для регистрации протонов отдачи из реакции  $\chi p \rightarrow p \pi^0$  на совпадении с одним из  $\chi$  - квантов от распада  $\pi^0$ .

Установка расположена на расстоянии 150 см от центра поляризованной мишени. Такая база обеспечивает угловой охват установки  $\sim 10^{-2}$  рад., позволяет дальнейшую траекторию протона считать прямолинейной. При этом для защиты электронных частей установки от магнитного поля ИМ требуется применение многослойного экрана из стали 10 толщиной 3 мм и пермаллоя 79 НМ толщиной 0,9 мм.

Протонное плечо установки состоит из апертурного счетчика  $C_1$  размерами (16x21x0,5) см<sup>3</sup>, четырех двухкоординатных пропорциональных камер размерами (25x25) см<sup>2</sup>, позволяющих определить углы протона ( $\theta_{\chi p}$ ,  $\varphi_{\chi p}$ ), двух (dE/dx)-счетчиков  $C_2 C_3$  размерами (21x28x1) см<sup>3</sup> и (21x28x2) см<sup>3</sup> для отделения пионов от протонов, пяти сцинтилляционных счетчиков размерами (23x31x2) см<sup>3</sup>, образующими пробегный спектрометр, для определения кинетической энергии протона отдачи. Минимальное значение регистрируемых протонов задается толщиной медного поглотителя и сцинтилляционных счетчиков  $C_1 C_2 C_3$ . Счетчик  $\bar{C}$  размерами (25x35x2) см<sup>3</sup> устанавливает верхний предел энергии регистрируемых протонов.

$\chi$ -кванты от распада  $\pi^0$  мезона регистрируются счетчиком полного поглощения (СПП), представляющим собой кристалл NaI диаметром 10 см. Сцинтилляционные счетчики ( $\bar{C}_1 \bar{C}_2$ ), расположенные перед СПП, служат для исключения заряженных частиц из пионного плеча.

Мишень представляет собой контейнер цилиндрической формы радиусом 1 см и длиной 3,5 см, наполненный гранулами вещества

(этиленгликоль) плотностью 1,44 г/см<sup>3</sup>. Прохождение протона через образец мишени и вещество конструктивных элементов на его пути (майлар, тефлон, алюминий) сопровождается многократным рассеянием и потерями энергии. Поскольку в исследуемой энергетической области протонов (130 + 290) МэВ угол многократного рассеяния в веществе составляет  $\sim (15 + 25)$  мин, а потери энергии - (6 + 12) МэВ, то возникает необходимость учета этих процессов при интегрировании траектории. В этих целях траектория протона от точки взаимодействия в мишени и до апертурного счетчика  $C_1$  делится на две области: мишени (включая и элементы конструкции), где проводится учет вещества на пути астицы, и от мишени до счетчика, где вещество не учитывается. Первую область частица проходит с кинетической энергией  $T = (T_p + T_p')/2$ , где  $T_p$  - кинетическая энергия протона без потерь,  $T_p'$  - кинетическая энергия с учетом потерь энергии в веществе мишени. Вторую область частица проходит с энергией  $T_p'$  и углом, поправленным на многократное рассеяние.

Значения величин компонент магнитного поля  $H_z$ ,  $H_R$ , необходимые при интегрировании траектории протона от мишени до выбранной базы, берутся из топографии магнитного поля ИМ, снятой предварительно в виде двух двумерных массивов  $H_z(z, z)$  и  $H_R(z, z)$ . Это приводит к значительной экономии счетного времени на ЭВМ, поскольку расчет только поля для одного события занимает  $\sim 2$  мин. Величина магнитного поля в каждой точке пространства определяется двойной интерполяцией массивов в данную точку. Эта процедура проводится на каждом шаге интегрирования.

Все эти предварительные исследования легли в основу расчета

Монте-Карло, проведенного для каждой из приведенных в табл.1 позиций.

Схема и результаты расчета

Моделирование процесса проводится в следующем порядке (блок-схема расчета приведена на рис.5):

1. Разыгрывается равномерно в области  $(E_1 \div E_2)$  энергия падающего на мишень  $\gamma$ -кванта. Используется экспериментально полученный тормозной спектр  $E_\gamma$ .

2. Разыгрываются равномерно координаты точки взаимодействия  $x_i, y_i, z_i$  в области пересечения пучка с мишенью.

3. Разыгрывается равномерно горизонтальный угол протона в области  $\bar{\Theta}_{\gamma p} \pm 2^\circ$  и вертикальный угол в области  $\pm 4^\circ$  в диапазоне углового охвата установки.

4. Проводится кинематический расчет для протона и проверка на попадание в исследуемую кинематическую область.

5. Проводится кинематический расчет для  $\pi^+$ .

6. Разыгрываются равномерно косинус полярного угла  $\gamma$ -кванта в области  $[-1, 1]$  и азимутальный угол в области  $[0, 2\pi]$  в системе ц.м. Проводится переход к лабораторной системе

7. Проводится проверка попадания одного из распадных  $\gamma$ -квантов на входное окно кристалла  $NaI$ . В случае непопадания  $\gamma_1$ -кванта проводится проверка второго  $\gamma_2$ . При регистрации хотя бы одного из двух распадных  $\gamma$ -квантов производится переход к протонному плечу.

8. Рассматриваются процессы, происходящие в мишени. Проводится расчет многократного рассеяния и потерь энергии в веществе на пути частицы. При дальнейшем слежении за частицей учиты-

вается изменение в угле отклонения и в кинетической энергии протона.

9. Интегрируется траектория протона от мишени вплоть до апертурного счетчика. Проводится проверка регистрации протона.

10. Определяется пробег зарегистрированного протона и место его остановки.

11. Определяется статистический вес зарегистрированного события.

После набора необходимой статистики строятся гистограммы по углу пиона в системе ц.м.  $\Theta_{\pi}^*$ , энергии первичного  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$ , углу протона после отклонения в магнитном поле ПМ  $\Theta_{\gamma p}$ , кинетической энергии протона с учетом потерь энергии в веществе  $T_p'$ , энергии распадных  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma'$  и по кинетической энергии в каждом из пробегных счетчиков  $R_1 \div R_5$ .

Полученные в результате расчета Монте-Карло спектры приведены только для II позиции  $\Theta_{\pi}^* = 60^\circ$ . В табл.2 приведены результаты аналогичных расчетов, выполненных для всех кинематических областей планируемого эксперимента. Все эти результаты основаны на статистике в 5000 событий.

Таблица 2.

$\Delta \Theta_{\pi}^*$ (град)	$\Delta E_\gamma$ (ГэВ)	$\Delta \Theta_{\gamma p}$ (град)	$\Delta T_p$ (МэВ)	$\Delta E_\gamma'$ (ГэВ)
54,5 + 65,0	0,75 + 1,16	66,83+73,67	126 + 190	0,50+0,92
55,0 + 65,5	1,00 + 1,40	64,00+70,00	190 + 240	0,60+1,09
74,5 + 84,5	0,69 + 0,94	56,00+61,33	180 + 232	0,42+0,66
74,5 + 85,0	0,88 + 1,12	53,00+58,50	250 + 294	0,43+0,77

На рис.6 приведено угловое распределение рожденных  $\pi^0$ - мезонов в системе ц.м. Средний угол  $\Theta_{\pi^0}^*$  равен  $60,7^\circ$ , а дисперсия  $\pm 2,44^\circ$ .

На рис.7 представлен энергетический спектр начальных  $\gamma$ - квантов событий, зарегистрированных экспериментальной установкой. Видно, что установкой охватывается энергетическая область  $(1,0 + 1,4)$  ГэВ, что соответствует условиям кинематики.

На рис.8 дается угловое распределение протонов после отклонения в магнитном поле ПММ. Среднее значение и угловой охват распределения равны  $(67,0 \pm 3,0)$  град. Сравнение этих величин с угловым диапазоном  $(54,5 \pm 2,0)$  град, соответствующим кинематике эксперимента показывает, что наличие магнитного поля приводит к уширению и определенному сдвигу угловой области. Это обстоятельство должно быть учтено при проектировании экспериментальной установки.

На рис.9 приведено энергетическое распределение зарегистрированных протонов  $T_p$  со средним значением  $(204,4 \pm 12,1)$  МэВ. Уменьшение средней энергии от 210 МэВ для этой позиции до полученной величины обусловлено потерями энергии в веществе мишени.

На рис.10 изображены энергетические спектры протонов в пробном спектрометре. Значения средних энергий этих спектров и их дисперсий (в мегаэлектронвольтах), а также для спектров, полученных для других позиций, представлены в табл.3.

Таблица 3

$\Theta_{\pi^0}^*$	Позиция	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$R_4$	$R_5$
$60^\circ$	I	$137,2 \pm 4,0$	$149,0 \pm 3,9$	$160,0 \pm 3,6$	$170,4 \pm 3,5$	$160,3 \pm 3,7$
	II	$197,6 \pm 3,2$	$207,2 \pm 3,2$	$216,1 \pm 3,2$	$224,6 \pm 3,2$	$233,1 \pm 3,0$
$80^\circ$	I	$185,2 \pm 2,9$	$194,0 \pm 3,4$	$203,5 \pm 3,3$	$212,8 \pm 3,4$	$221,5 \pm 3,0$
	II	$256,5 \pm 3,1$	$264,3 \pm 3,2$	$271,9 \pm 3,1$	$279,7 \pm 3,0$	$286,7 \pm 2,9$

На рис.11 дается энергетическое распределение  $\gamma$ - квантов от распадов  $\pi^0$ - мезонов. Кривая позволяет определить минимальное значение энергии распадного фотона, что необходимо для обеспечения высокой эффективности их регистрации детектирующей системой.

На рис.12 представлена зависимость эффективности установки от угла  $\Theta_{\gamma\pi^0}$ . Сравнение экспериментально измеренного выхода при нарушенной кинематике с данной зависимостью позволяет оценить вклад фоновых реакций в условиях данного эксперимента.

В табл.4 приведен абсолютный выход реакции в зависимости от  $\Theta_{\pi^0}^*$  и  $\Delta E_\gamma$ .

Таблица 4

$\Theta_{\pi^0}^*$	$\Delta E_\gamma$ (ГэВ)	$N$ (мин $^{-1}$ )
$60^\circ$	$0,75 \pm 1,15$	4
	$0,98 \pm 1,40$	3
$80^\circ$	$0,70 \pm 0,95$	3
	$0,85 \pm 1,13$	2

В заключение авторы выражают благодарность Добровольскому Н.М. за полезные обсуждения при исследовании топографии магнитного поля ПМ.

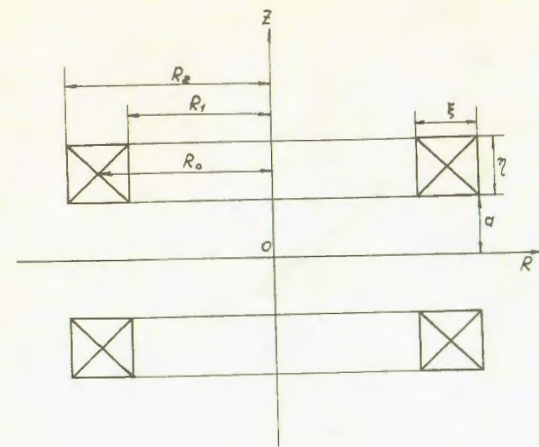
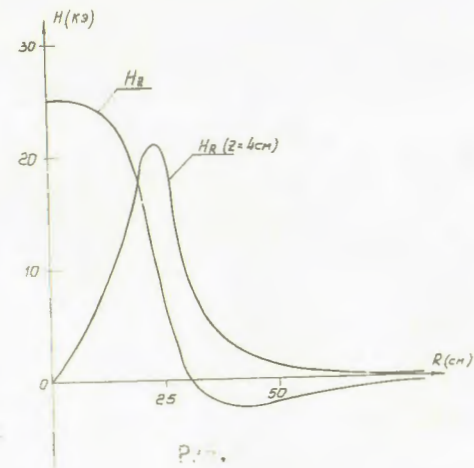


Рис. I



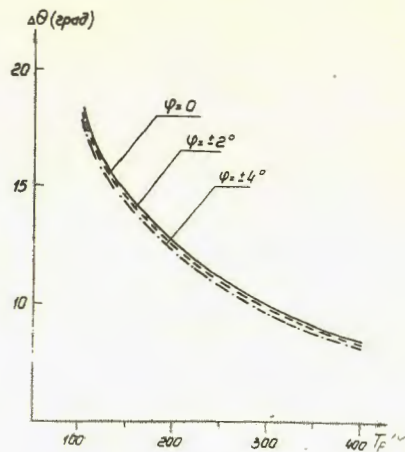


Рис.3

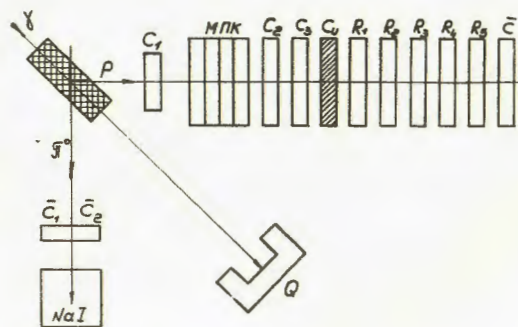


Рис4

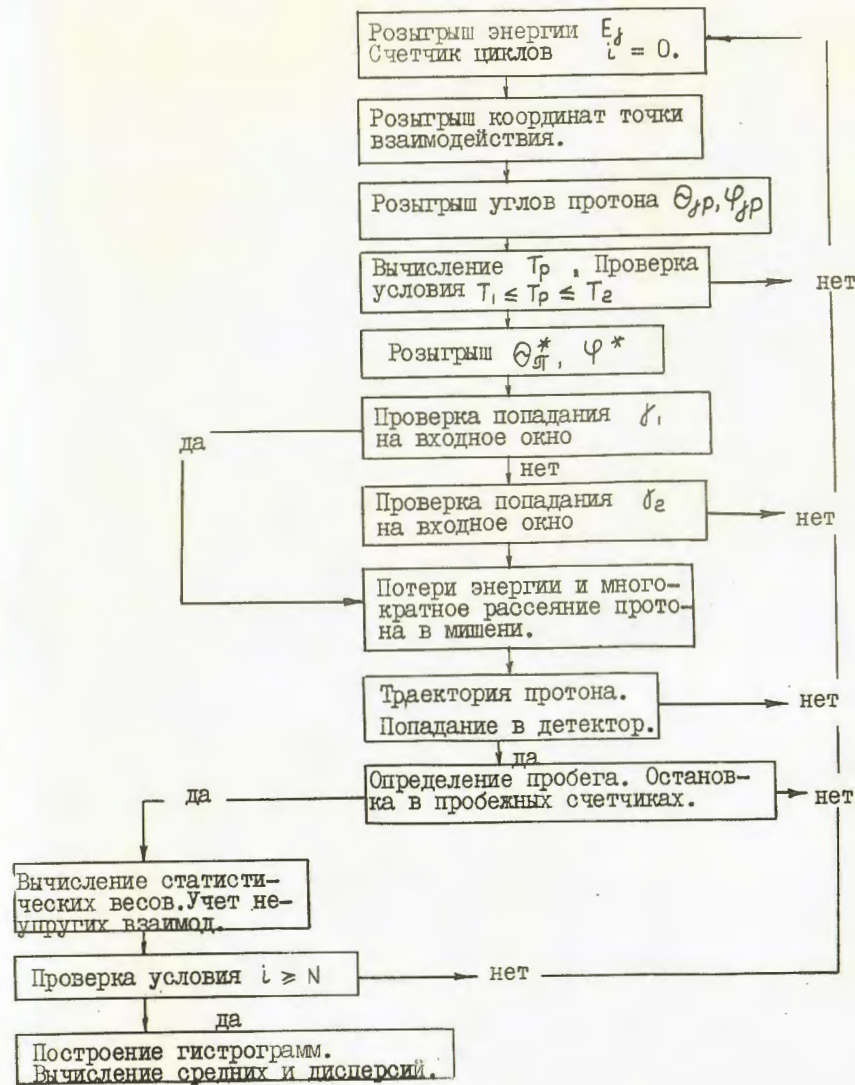


Рис.5

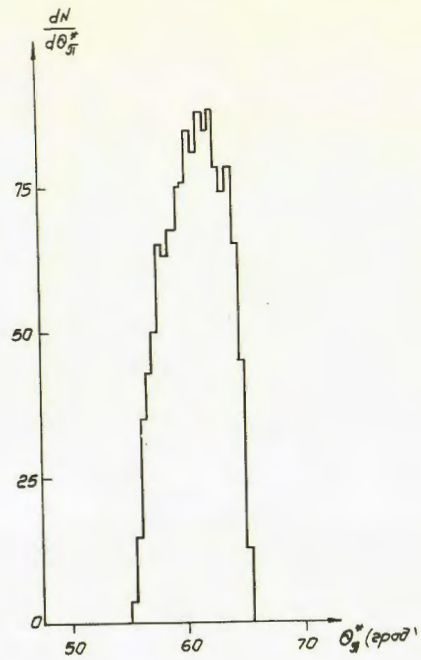


Рис.6

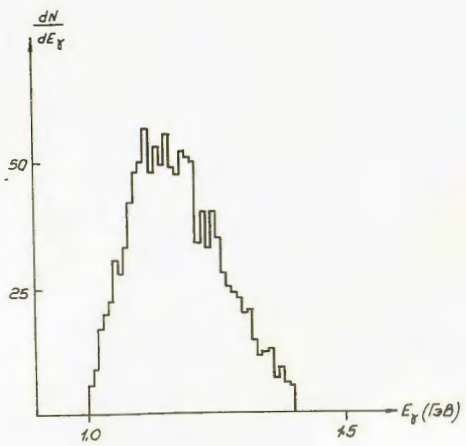


Рис.7

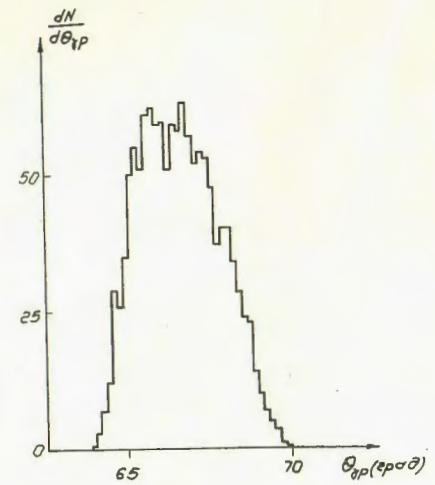


Рис.8

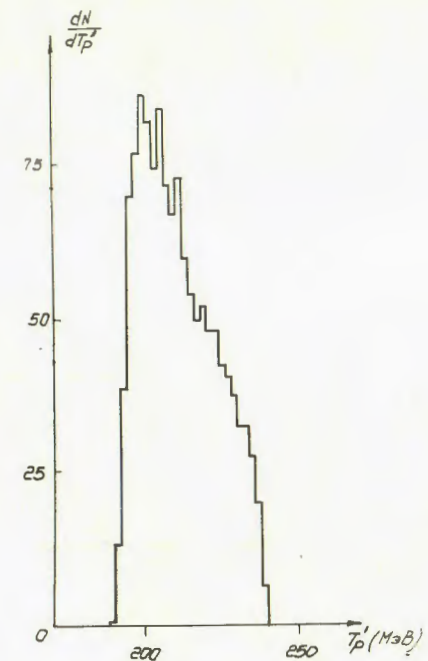


Рис.9

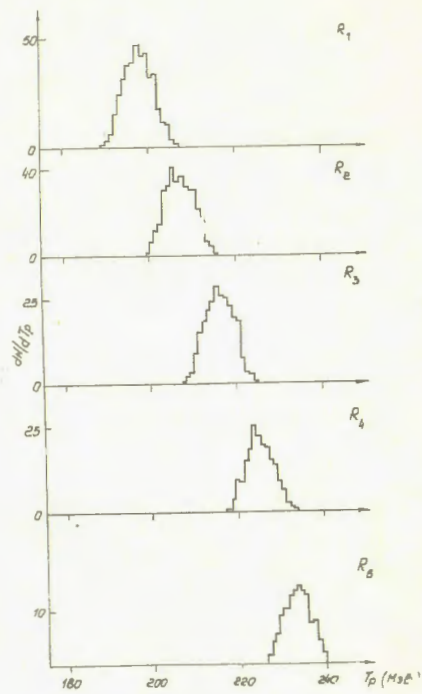


Рис. I

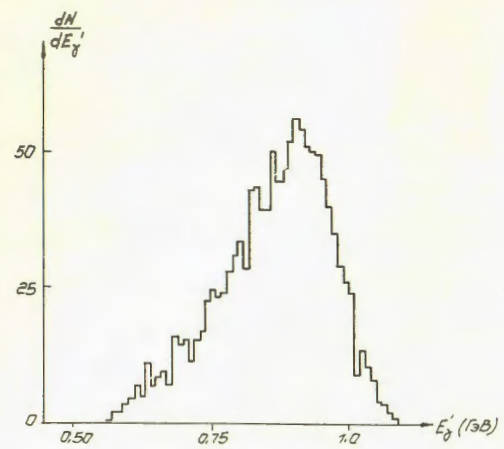


Рис. II

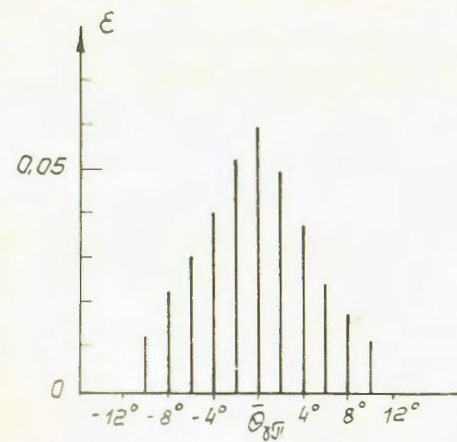


Рис. I2

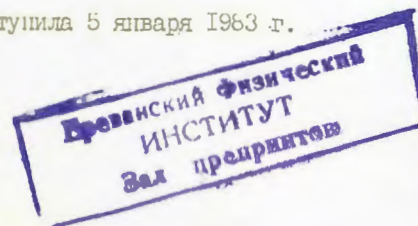
ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Система сверхпроводящих соленоидов в геометрии Гельмгольца.
- Рис.2 Осевая  $H_z$  и радиальная  $H_R$  составляющие магнитного поля сверхпроводящего соленоида.
- Рис.3 Зависимость угла отклонения  $\Delta\theta$  от кинетической энергии протона при  $\psi = 0, \pm 2^\circ, \pm 4^\circ$ .
- Рис.4 Схема экспериментальной установки.
- Рис.5 Блок-схема расчета Монте-Карло.
- Рис.6 Угловое распределение рожденных  $\bar{N}$ - мезонов в системе ц.м.
- Рис.7 Энергетический спектр начальных  $\gamma$ - квантов событий, зарегистрированных экспериментальной установкой.
- Рис.8 Угловое распределение зарегистрированных протонов после отклонения в магнитном поле ШМ.
- Рис.9 Энергетическое распределение зарегистрированных протонов.
- Рис.10 Энергетические спектры протонов в пробном спектрометре.
- Рис.11 Энергетическое распределение  $\gamma$ - квантов от распада  $\bar{N}$ - мезонов.
- Рис.12 Зависимость эффективности установки от угла  $\bar{\theta}_{\gamma N}$ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Parker G.L., Sotnickie A. and Storow P.K. Complete Experiments in mesonuclear photoproduction.- Nuclear Physics, 1975, vol.55, No.2, p.347-350.
2. Казарян А.П., Манукян Э.В., Сирунян А.М. Влияние магнитного поля поляризованной протонной мишени на траектории заряженных частиц. Препринт ЕФН-491(34)-81, Ереван 1981.
3. Джеффрис К. Динамическая ориентация ядер. М.: Мир, 1965.
4. Монтомери Д.Б. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М.: Мир, 1971.
5. Телегин Ю.Н., Ранок Ю.Н. Карнаухов И.М. и др. Учет влияния магнитного поля поляризованной протонной мишени на траектории заряженных частиц в экспериментах с магнитным спектрометром. Препринт ХФТИ 80-24.

Рукопись поступила 5 января 1983 г.



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

Январь 1999

ИД-04340

Тираж 299

Центрпринт БФМ

Формат издания 60x84/16

Подписано в печать 19/VI-83г. 1,5 уч.-изд.л. Ц. 23 к.

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, Маркаряна 2