

ОБРАЗОВАНИЕ π^+ -МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ

В. Н. ЗАБАЕВ, В. М. КУЗНЕЦОВ, Б. Н. КАЛИНИН, А. П. ПОТЫЛИЦЫН,
Е. В. РЕПЕНКО, О. И. СТУКОВ, Н. М. ФИЛИПЕНКО

(Представлена научно-техническим семинаром лаборатории
высоких энергий НИИ ЯФ)

Введение

Экспериментальные исследования фотообразования пионов на нуклонах заключаются в изучении 4-х элементарных процессов:

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + p \quad (I)$$

$$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p \quad (II)$$

$$(\gamma + n \rightarrow \pi^- + p) \quad (III)$$

$$(\gamma + n \rightarrow \pi^0 + n). \quad (IV)$$

Для создания последовательной теории фотообразования необходимо иметь экспериментальные данные для этих реакций со всеми возможными комбинациями состояний фотона и нуклона в начальном и конечном состояниях. Всего возможно найти 64 разных комбинации, из них для построения амплитуды процесса $\gamma + N \rightarrow \pi + N$, в которую входят четыре неизвестные комплексные функции, достаточно сделать восемь независимых опытов для всех энергий фотонов и углов вылета π -мезонов. Такой минимальный набор экспериментов имеет название «полного опыта».

В настоящее время сравнительно хорошо изучены только два первых процесса (I) и (II) на неполяризованных фотонных пучках и с неполяризованными нуклонами. Исследование реакций (IV) и (III) затруднено, так как в природе нет «свободных» нейтронов.

Эксперименты с поляризованными фотонными пучками и мишенями сопряжены с большими техническими трудностями. Однако сейчас имеются возможности осуществления и этих опытов. Поляризованные фотонные пучки получены в Станфорде, Фраскати, Харькове и Томске успешно используются для изучения процессов фотообразования мезонов.

Заметим, что анализ только дифференциальных поперечных сечений образования π -мезонов на водороде неполяризованными фотонами не может служить критерием истинности существующих теоретических моделей [1—3]. Поэтому есть необходимость в опытных данных с поляризованными фотонами и нуклонами. Возможно, что только они и могут явиться достаточным критерием.

В настоящей работе измерялись коэффициенты асимметрии процесса образования π^+ -мезонов линейно-поляризованными фотонами в области больших углов, где почти нет экспериментальных данных. Для измерений углы эмиссии π^+ -мезонов и энергии фотонов выбирались

такие, для которых с высокой точностью известны дифференциальные сечения.

1. Амплитуда процесса образования π^+ -мезонов линейно-поляризованными фотонами и экспериментально изучаемые параметры

Из рассмотрения амплитуды фотообразования пионов на нуклонах можно получить следующее выражение для дифференциального поперечного сечения:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{непол}} - \alpha(\theta) \sin^2 \theta \cos 2\varphi, \quad (1)$$

где $\alpha(\theta)$ — функция мультипольных амплитуд,

$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{непол}}$ — сечение образования для неполяризованных фотонов.

В фотообразовании π^+ -мезона, кроме основного механизма образования изобар, имеют место механизмы, не связанные с изобарами. Одним из них является взаимодействие фотона с мезонным током, в результате которого образуется заряженный мезон. Количественно это взаимодействие определяется вектором поляризации фотона ϵ и вектором мезонного тока $e\mathbf{q}$ как $\epsilon e\mathbf{q}$. Это взаимодействие, очевидно, отсутствует, если вектор поляризации перпендикулярен к плоскости реакции, определяемой направлением импульса фотона \mathbf{k} и импульсом π^+ -мезона \mathbf{q} . Если ϵ лежит в плоскости реакции, то $\epsilon e\mathbf{q}$ содержит коэффициент $\sin \theta$ и, следовательно, вклад прямого процесса в поперечное сечение, суммируемый по всем направлениям поляризации, пропорционален $e^2 \sin^2 \theta q^2$. Это ведет к появлению в выражении для амплитуды дополнительного члена, который получил название фотоэлектрического (или «запаздывающего»):

$$\frac{1}{2kE_\pi} \times \frac{1}{1 - V_\pi \cos \theta}, \quad (2)$$

где E_π , q — энергия и импульс π -мезона;

$V_\pi = q/E_\pi$ — скорость π -мезона.

Из выражения (2) видно, что его вклад становится значительным на малых углах и при V_π , стремящейся к скорости света. Далее, фотоэлектрический член не даст вклада в дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}$

для фотонов с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости рождения, и на углах вылета π^+ -мезонов 0 и 180° .

Если представить угловое распределение дифференциальных сечений в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{i=0,1,\dots}^n A_i \cos^i \theta_\pi, \quad (3)$$

где A_i — функции мнимых и реальных частей мультипольных амплитуд, то можно определить коэффициенты A_i и состояния, в которых образуются π^+ -мезоны. Если дифференциальные сечения измеряются на неполяризованных фотонах, есть вклад фотоэлектрического члена, который вводит в π^+ -фотообразование парциальные волны с $l > 1$ даже вблизи порога, что не позволяет выделить основной механизм образования в чистом виде.

Сечения $\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}$, измеренные на линейно-поляризованном пучке фо-

тонов, свободны от вклада фотоэлектрического члена. Далее, в этих измерениях можно получить параметр [4], линейный по $(1 - \beta \cos \theta_\pi)$:

$$[\Delta]^M = \alpha (1 - \beta \cos \theta_\pi) + \gamma, \quad (4)$$

где коэффициент γ определяется интерференцией фотоэлектрической амплитуды с амплитудой фотообразования. Таким образом, измерения с линейно-поляризованными фотонами дают возможность получить качественно новые коэффициенты A_1 и новые дополнительные параметры α и γ , необходимые для проведения мультипольного анализа.

2. Экспериментальные исследования образования π^+ -мезонов линейно-поляризованными фотонами

В области первого резонанса ($E_\gamma \sim 300$ МэВ) впервые такой эксперимент был проведен в Станфорде [5]. Для получения поляризованного пучка фотонов использовались результаты работы Мэя [6], который нашел аналитическое выражение для расчета числа поляризованных фотонов, образующихся при торможении электронов на тонкой аморфной мишени. Величина поляризации и направление электрического вектора находились в зависимости от используемой области в сечении пучка фотонов. Регистрация процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ основывалась на детектировании π^+ -мезона по распаду $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ с помощью магнитного анализатора и телескопа счетчиков. Измерялась асимметрия:

$$\Sigma(\theta_\pi, E_\gamma) = \frac{\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}(\theta_\pi, E_\gamma) - \frac{d\sigma_\parallel}{d\Omega}(\theta_\pi, E_\gamma)}{\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}(\theta_\pi, E_\gamma) + \frac{d\sigma_\parallel}{d\Omega}(\theta_\pi, E_\gamma)} \quad (5)$$

для углов θ_π в с.ц.м. 45, 90, и 135° и для энергий фотонов 227, 234, 342, 360, 373 МэВ. Из анализа результатов следовало, что необходимо вводить парциальные волны с $l > 1$. Было обнаружено, что вклад фотоэлектрического члена значителен. Согласия результатов с предсказаниями теории Мак Кинлей [7], основанными на теории дисперсионных соотношений, не наблюдалось даже при попытке комбинирования сдвига фаз и постоянной γ -взаимодействия.

Далее измерения асимметрии фотообразования π^+ -мезонов были начаты во Фраскати [8—10]. Для получения линейно-поляризованных фотонов использовался процесс когерентного тормозного излучения электронов с энергией 1 ГэВ на кристаллической алмазной мишени [11]. Регистрация процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ производилась детектированием π^+ -мезона с помощью магнитного анализатора и телескопа сцинтилляционных счетчиков. Преимуществом этого эксперимента была высокая поляризация γ -пучка, составляющая в среднем 0,35, а недостатком — фон от процессов парного образования мезонов, достигающий 50%.

Во Фраскати было измерено 62 значения асимметрии в интервале энергий E_γ от 200 до 450 МэВ и углов $\theta_\pi = 30, 45, 71, 90, 120, 133$ и 144°, из них 54 значения были измерены в области углов передней полусферы, и только 8 значений в задней. На основе анализа экспериментальных данных [12] было высказано предположение, что в области до 300 МэВ π^+ -мезоны образуются в s, p и d-состояниях вопреки существующей гипотезе образования в s и p-состояниях. Была дана оценка коэффициентов A_1 и параметров α и γ . Обнаружено, что вклад фотоэлектрического члена значителен на малых углах. Эксперимен-

тальные данные находятся в согласии с рядом предсказаний [1, 3, 13, 14], основанных на теории дисперсионных соотношений.

3. Расчет поляризации пучка

Наши измерения асимметрии образования π^+ -мезонов на протоне проводились на электронном синхротроне «Сириус». Был использован линейно-поляризованный пучок фотонов и разработана методика измерения асимметрии процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + p$ с использованием водородосодержащей мишени из полиэтилена. Фотонный пучок диафрагмировался свинцовыми коллиматорами I и II диаметром 20 мм и длиной 350 мм. Далее γ -пучок очищался от заряженных частиц магнитным полем ~ 3000 эрстед, проходил через мишень и мониторировался гаусс-квантометром [15], диаметр фотонного пучка на мишени составлял 25 мм. Регистрация процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + p$ производилась с помощью телескопа заряженных частиц (π^+ -канал) и нейтронного детектора (π^- -канал), включенных в быстрые совпадения (рис. 1).



Рис. 1.

Рис. 1. Схема эксперимента.

Поляризованный пучок создавался при когерентном торможении электронов на алмазной мишени [16]. Алмазная мишень размером $10 \times 6 \times 2$ мм ориентировалась с помощью гониометра (вращением вокруг перпендикулярных осей, ортогональных также падающему электронному пучку). Спектр излучения измерялся парным магнитным γ -спектрометром [17].

На рис. 2 показан спектр от танталовой мишени, а на рис. 3 — от алмазной мишени.

Когерентное тормозное излучение электронов на кристаллических мишенях имеет много общих черт с хорошо известной дифракцией рентгеновских лучей на кристаллах. В обоих случаях излучение имеет резкие максимумы, обусловленные упорядоченным расположением центров излучения. При прохождении ультрарелятивистских электронов через кристаллическую мишень происходит тормозное излучение в кулоновском поле ядер, экранированных электронной оболочкой. Это излучение поляризовано, причем его интенсивность и величина поляризации зависят от параметров кристалла и от ориентации относительно падающего пучка.

Теория когерентного тормозного излучения на монокристаллических мишенях была разработана в [18, 19, 20]. Отметим, что вид спектра и величина поляризации очень сильно зависят от ориентации мишени. Их расчеты ведутся, исходя из дифференциального сечения Бете-Гайтлера [18, 19].

На рис. 4 приведены результаты расчета для спектра и степени поляризации в зависимости от энергии γ -квантов, полученные при углах ориентации кристалла (относительно падающего электронного пучка) $\Theta = 1^\circ 59'$, $\alpha = 76^\circ 50'$. Здесь Θ — угол между кристаллической осью [110] и импульсом падающего электрона p_0 , α — угол между кри-

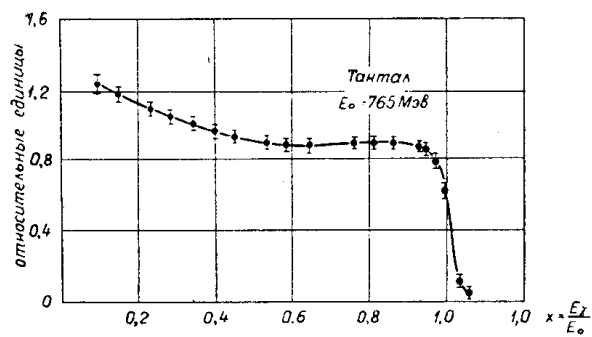


Рис. 2. Спектр тормозного излучения от танталовой мишени.

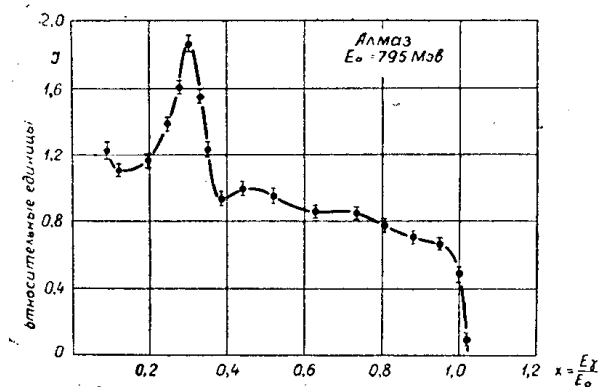


Рис. 3. Измеренный спектр когерентного тормозного излучения от алмазной мишени.

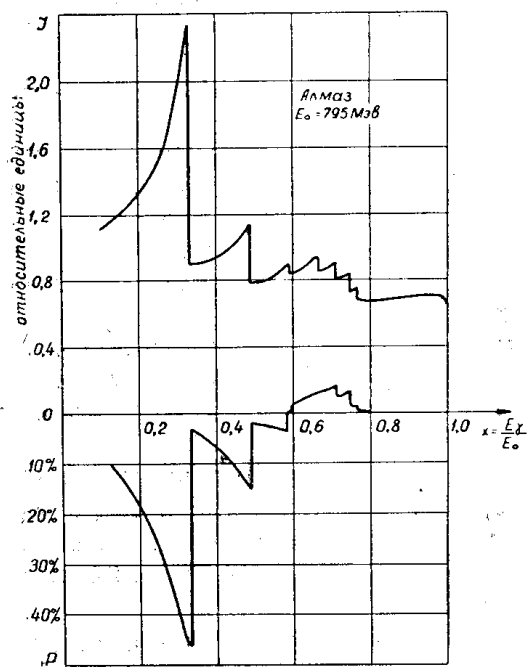


Рис. 4. Спектр и поляризация когерентного тормозного излучения для идеальных условий.

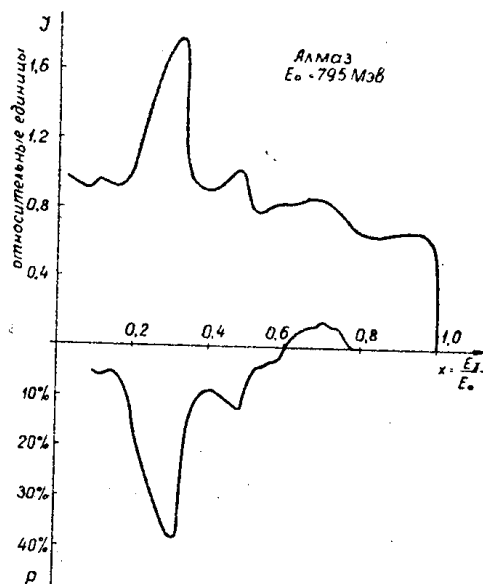


Рис. 5. Спектр и поляризация реального когерентного тормозного излучения.

сталлической плоскостью (001) и плоскостью, проведенной через ось [110] и ρ_0 .

Ориентация кристалла выбиралась из следующих соображений. Экспериментальная ошибка при измерении асимметрии будет уменьшаться с увеличением статистики (числа зарегистрированных π^+ -мезонов) и степени поляризации. Поскольку статистика пропорциональна интенсивности излучения, то возникает задача оптимизации — выбора такой ориентации кристалла, когда интенсивность и степень поляризации будут одновременно достаточно велики.

Математически задача формулируется как поиск углов ориентации Θ и α , при которых минимизируется время набора статистики для заданной ошибки в асимметрии при данной энергии γ -квантов.

Задача усложняется следующими ограничениями: углы Θ и α должны лежать в области разрешенных углов гониометра; степень линейной поляризации подсчитывается для плоскости $\beta=0$ (медианной плоскости ускорителя).

Для поиска оптимальных углов Θ и α была составлена программа для ЭВМ БЭСМ-4, в результате расчетов были найдены приведенные выше углы.

Экспериментально измеренный спектр интенсивности для этой ориентации показан на рис. 3. Наблюдается заметное несовпадение с теоретически вычисленным спектром (рис. 4). Можно ожидать также, что действительное значение степени поляризации будет отличаться от расчетного.

Надо отметить, что теория Юбералла, по которой велись расчеты [18, 19], справедлива для бесконечно тонкой идеальной кристаллической мишени и для моноэнергетического и мононаправленного электронного пучка. Условия реального эксперимента, естественно, далеки от идеальных. Этим и объясняется различие теоретически вычисленного и измеренного спектров интенсивности.

Как уже отмечалось, даже небольшое изменение углов влета электрона в кристалл (т. е. изменение ориентации) может привести к значительному изменению спектра. Основные факторы, ведущие к изменению углов влета, следующие:

- а) используется кристаллическая мишень конечной толщины;
- б) имеются дефекты решетки;
- в) электронный пучок синхротрона обладает некоторой угловой расходимостью.

Можно, используя экспериментальный спектр и теоретический расчет спектра и поляризации, определить значение степени поляризации, более близкое к реальности. Введя функцию эффективного углового распределения падающих электронов, которая учитывает влияние всех этих факторов, можно более точно вычислить спектр и степень поляризации:

$$\bar{I}(\theta_0, x) = \int I(\theta', x) K(\theta', \theta_0) d\theta', \quad (6)$$

где $I(\theta_0, x)$ — интенсивность излучения, усредненная по эффективному угловому распределению пучка электронов;

θ_0 — угол ориентации;

$x = E_\gamma / E_{\max}$ — энергия γ -квантов;

$I(\theta', x)$ — интенсивность излучения γ -квантов с энергией x при угле влета первичного электрона θ' (относительно оси [110]).

$K(\theta', \theta_0)$ — функция эффективного углового распределения электронов относительно первоначального направления.

В принципе $K(\theta', \theta_0)$ будет являться функцией углов ориентации θ' и α . Однако, как показали расчеты, зависимость от α в нашем случае была пренебрежительно малой. Усредненная степень поляризации P вычисляется аналогично.

Функцию $K(\theta', \theta_0)$ из теоретических соображений выбрать практически невозможно, но ее можно получить из экспериментально измеренного спектра интенсивности. Для нахождения функции $K(\theta', \theta_0)$ решалась некорректная обратная задача:

$$I_{\text{эксп}}(\theta_0, x_i) \pm \delta_i = \int dx' \int d\theta' I(\theta', x') K(\theta', \theta_0) \xi(x_i, x') = \bar{I}(\theta_0, x_i),$$

где $I_{\text{эксп}}(\theta_0, x_i)$ — экспериментальное значение интенсивности для энергий γ -квантов x_i ;

θ_0 — угол ориентации;

δ_i — экспериментальная ошибка;

$\xi(x_i, x')$ — функция энергетического разрешения спектрометра, то есть вероятность зарегистрировать γ -квант с энергией x' как имеющий энергию x_i ;

$\xi(x_i, x')$ — аппроксимировалась гауссианом:

$$\xi(x_i, x') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D(x_i)} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{x_i - x'}{D(x_i)} \right]^2 \right\}, \quad (8)$$

где дисперсия $D(x_i)$ изменяется от 3,6% для малых x_i до 1,9% для $x_i=1$ ($E_\gamma=800$ МэВ [17]). Нахождение точного решения весьма затруднительно и можно использовать более простой способ.

Задавая вместо $K(\theta_0, \theta')$ какую-нибудь простую функцию с несколькими подгоночными параметрами, можно выбрать эти параметры таким образом, чтобы выполнялось соотношение [7]. В нашем случае после нескольких проб мы остановились на следующей функции:

$$K(\theta_0, \theta') = A_1 \exp \left\{ -\frac{(\theta_0 - \theta')^2}{2D_1^2} \right\} + A_2 \exp \left\{ -\frac{(\theta_0 - \theta')^2}{2D_2^2} \right\}. \quad (9)$$

A_1, A_2, D_1, D_2 подгоночные параметры (4 параметра связаны условием нормировки: $\int K(\theta_0, \theta') d\theta' = 1$). Подгоночные параметры находились методом максимального правдоподобия. В предположении, что экспериментальные ошибки δ_i при разных i независимы и распределены по нормальному закону с нулевым средним, функция максимального правдоподобия запишется в виде

$$P = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi} \delta_i} \exp \left\{ -\frac{1}{2\delta_i^2} \left[I_{\text{эксп}}(\theta_0, x_i) - \bar{I}(\theta_0, x_i) \right]^2 \right\}. \quad (10)$$

Для нахождения подгоночных параметров, входящих в \bar{I} и максимизирующих этот функционал, и для вычисления спектра и поляризации с найденной функцией $K(\theta_0, \theta')$ была составлена программа для ЭВМ БЭСМ-4. Результаты расчетов показаны на рис. 5.

4. Мишень

Выбор мишени был сделан с учетом следующих требований: а) высокое процентное содержание ядер водорода (1-я компонента), б) минимальное содержание других элементов и примесей, в) минимальный атомный номер элемента, являющегося 2-й компонентой мишени, г) достаточно хорошая однородность, д) простота изготовления, е) 2-й компонентой мишени должен быть элемент, который можно применять как отдельную простую мишень (для разностного метода). Этим требованиям хорошо удовлетворил полиэтилен C_2H_4 . Существующая технология позволяет изготовить полиэтиленовую мишень необходимых размеров

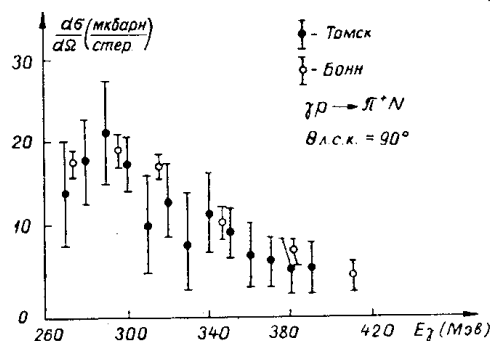


Рис. 6. Данные по измерению дифференциальных сечений.

без примесей и с хорошей однородностью. Мишень имела размеры \varnothing 50 мм, длина 80 мм, плотность $0,931 \pm 0,003$ г/см³. Углеродная мишень представляла полиэтиленовую капсулу, заполненную спектрально чистым углеродом с плотностью $1,242 \pm 0,008$ г/см³. Полиэтиленовая капсула — полый цилиндр длиной 80 мм, с внешним диаметром 46 мм и внутренним 30 мм. Входное и выходное отверстия капсулы закрывались плексигласовыми пластинками толщиной 0,5 мм.

5. Телескоп заряженных частиц

Телескоп заряженных частиц (рис. 1) состоял из сцинтилляционных счетчиков S_1 ($100 \times 100 \times 10$ мм), S_2 ($150 \times 150 \times 10$ мм), S_3 ($170 \times 170 \times 10$ мм), S_4 ($240 \times 240 \times 10$ мм), 2 медных поглотителей. Характеристики счетчиков и телескопа детально исследовались на позитронах с энергией 50 МэВ [20] от одного из каналов парного магнитного γ -спектрометра. Эффективность счетчиков составляла в среднем 0,98. Далее с телескопом заряженных частиц измерялись дифференциальные сечения фотообразования π^+ -мезонов на водороде в области первого резонанса [21] для угла $\Theta_\pi = 90^\circ$ в л.с.к. в зависимости от энергии фотонов. На рис. 6 приведены данные наших измерений и Бонна [22].

6. Нейтронный детектор

В качестве нейтронного детектора использован сцинтилляционный счетчик, выполненный на основе пластического сцинтиллятора $\varnothing 100 \times 200$ мм (в настоящее время применяется кристалл $\varnothing 300 \times 300$ мм). Счетчик был заключен в свинцовый кожух со стенками толщиной 50 мм. Эффективность нейтронного детектора измерялась в диапазоне энергий 30—60 МэВ и составляла в среднем 18% [21].

7. Электронная аппаратура

Блок-схема электронной аппаратуры показана на рис. 7. Сформированные сигналы со счетчиком S_1 , S_2 , S_3 поступали на схемы быстрых совпадений CC_1 , CC_2 и CC_3 с разрешающим временем $\tau \cong 2$ нс. Далее сигналы от CC_2 и CC_3 поступали на схему антисовпадений СА. Запретным служил сигнал со схемы совпадений CC_2 ($\tau \cong 2$ нс). На схему CC_2 поступали сформированные сигналы счетчика S_3 и счетчика S_4 , который выделял электроны и высокоэнергетические π^+ -мезоны. Таким об-

разом, телескоп заряженных частиц выделял заряженные частицы, останавливающиеся в счетчике S_3 и поглотителе, установленном за счетчиком S_3 . Сформированные сигналы с p -детектора поступали на линию задержки, с помощью которой устанавливались (π^+n) -совпадения. Сигналы с телескопа заряженных частиц и нейтронного детектора одновременно подавались на дифференциальные схемы совпадений СП ($\tau=1,5 \text{ Н}\cdot\text{с}$), позволяющих одновременно измерять как сумму истинных и ложных совпадений, так и только ложные совпадения.

8. Выделение процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Контрольные опыты

Использование сложной мишени приводит к большому фону от конкурирующих реакций на ядрах, если взять методику измерения с одним регистрирующим каналом. Регистрируя две частицы одновременно

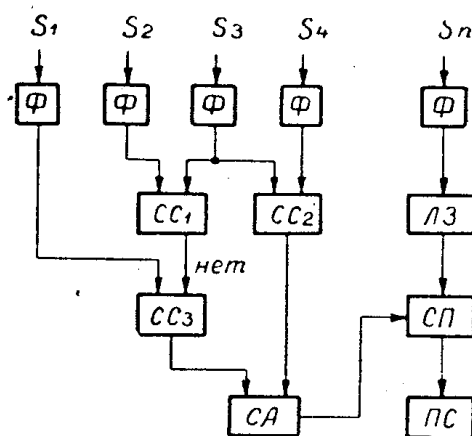


Рис. 7. Блок-схема электроники.

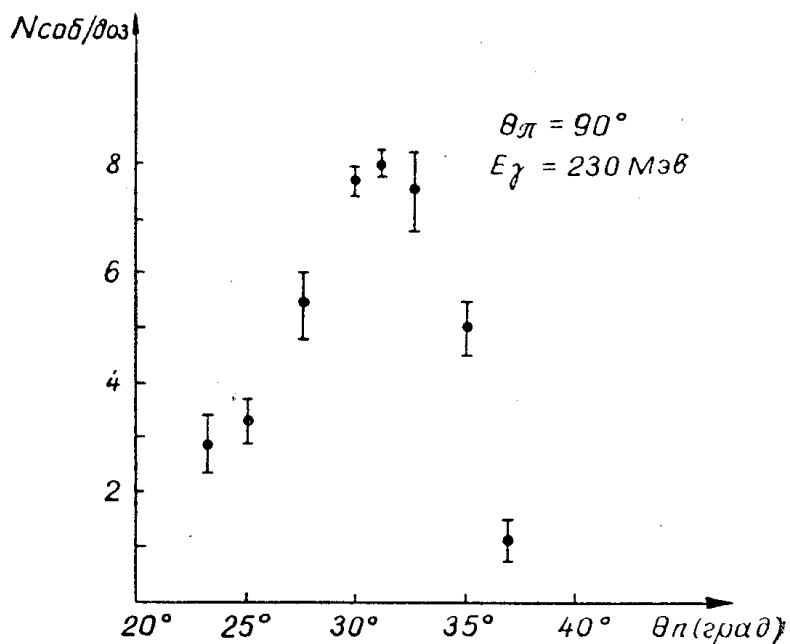


Рис. 8. Зависимость скорости счета (π^+n) -совпадений от установки n -детектора на разные углы θ_n .

но, можно значительно снизить фон от реакций, кинематика которых отличается от кинематики изучаемого процесса. Действительно, если продукты реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ разлетаются только в плоскости, то в процессах $\gamma + A \rightarrow \pi^+ + n + B' + \dots$ они разлетаются, не соблюдая этого условия. Для процесса $\gamma + A \rightarrow \pi^+ + n + B + \dots$ продукты реакции испытывают взаимодействие с ядерным веществом. Далее, в фотообразовании мезонов на ядрах для нуклона отдачи требуется дополнительная энергия, чтобы разрушить энергетические связи, удерживающие его в ядре. Если регистрируются π^+ -мезон и нейтрон, то исключается вклад ряда конкурирующих процессов, так как углы эмиссии и энергии нейтрона и π^+ -мезона для процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ строго определенные, а для процессов $\gamma + A \rightarrow \pi^+ + n + B + \dots$ принимают произвольные значения (в рамках законов сохранения).

Таким образом, регистрируя на совпадение π^+ -мезоны и нейтроны отдачи на углах, соответствующих кинематике одиночного образования π^+ -мезонов на водороде, можно ожидать ярко выраженный пик в скорости счета ($\pi^+ + n$)-совпадений на фоне конкурирующих процессов, идущих на сложных ядрах водородосодержащей мишени.

В данной работе с помощью телескопа заряженных частиц регистрировались и определялись угол вылета и пробег π^+ -мезона. Нейтронный детектор, размещенный на 1 метре от мишени регистрировал в совпадении с телескопом нейтроны на определенном угле вылета. Предварительно была проведена серия контрольных опытов.

а. Разностный метод. Скорость счета регистрируемых π^+ -мезонов, образовавшихся на водороде, определялась согласно

$$V_{n_2} = V_{Cn_2} - \xi V_c, \quad (11)$$

где V_{Cn_2} , V_c — скорости счета (πn)-совпадений от полиэтиленовой и углеродной мишеней соответственно,

ξ — коэффициент, учитывающий относительный вес количества ядер углерода водородосодержащей мишени по отношению к углеродной.

Эта формула справедлива, если в геометрии полиэтиленовой и углеродной мишенях учтены поправки за счет разных потерь энергии частицами.

Из измерений скоростей счета V_{Cn_2} и V_c для различных кинематических ситуаций было найдено, что величина V_c/V_{Cn_2} колеблется от 5 до 20%.

Для количественной оценки фона детектор нейтронов выводился из плоскости γ -пучка и направления вылета π^+ -мезона на угол φ . Измеряемая скорость счета ($\pi^+ n$)-совпадений $V_{Cn_2}^\circ$ для такой геометрии эксперимента определяется процессами на углероде; множественным образованием, то есть всеми конкурирующими процессами, кроме $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Скорость счета на водороде V_{n_2} для одиночного образования π^+ -мезонов определяется по формуле

$$V_{n_2} = V_{Cn_2} - a V_{Cn_2}^\circ, \quad (12)$$

где $a = V_c/V_{Cn_2}^\circ$ — коэффициент, определяемый отношением скоростей счета на углероде, когда n -детектор лежит в плоскости и вне ее под углом φ .

Было найдено, что величины ξV_c и $a V_{Cn_2}^\circ$ равны в пределах 10% погрешности. Заметим, что величина ξV_c не учитывает фон парного образования пионов на водороде, в то время как $a V_{Cn_2}^\circ$ этот фон должна учитывать. Из равенства этих величин следовало, что этот фон отсутствует. Независимо такой же результат для более высоких энергий получен в работе [23].

б. Нарушение кинематики процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Измерялись скорости счета ($\pi^+ + n$)-совпадений для различных значений угла Θ_n при фиксированном значении Θ_π . Результаты измерений для $E_\gamma = 230$ МэВ и $\Theta_\pi = 90^\circ$ в л. с. к. показаны на рис. 8. Из рисунка видно, что максимальная скорость счета приходится на угол $\Theta_n = 31^\circ$, соответствующий кинематике процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Для других значений угла скорость счета резко падает.

в. Измерение времени пролета нейтрона отдачи. Измерения времени пролета производились с помощью время-амплитудного конвертора (ВАК). Стартовым импульсом служили сигналы с π -мезонного канала. На рис. 9 показаны для $E_\gamma = 230$ и $\Theta_\pi = 100^\circ$ гистограмма I (нейтронный счетчик установлен в телескоп заряженных частиц рядом со счетчиком S_3) и гистограмма II (нейтронный счетчик в

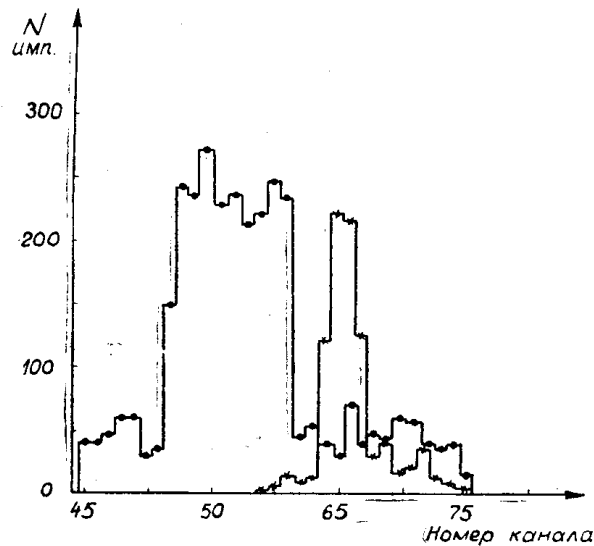


Рис. 9. Зависимость скорости счета ($\pi^+ + n$)-совпадений от времени пролета. Гистограмма I (нейтронный счетчик в телескопе заряженных частиц). Гистограмма II (нейтронный счетчик в рабочем положении в п-канале).

рабочем положении — в п-канале). Смещение пика гистограммы II соответствует расчетному времени, определенному по простой формуле:

$$\Delta t_n = t_n - t_\pi, \quad (13)$$

где

где t_n , t_π — время пролета нейтрона и π^+ -мезона от мишени до счетчиков.

Это смещение Δt рассчитывалось методом Монте-Карло и соответствует среднему значению 7,57 нс.

В результате контрольных опытов было установлено, что действительно регистрируется процесс $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Найдено, что фон от углерода составляет величину, сравнимую с фоном от контейнера жидководородной мишени, а фон множественного образования пионов отсутствует.

9. Методика измерения асимметрии

В эксперименте измеряются скорости счета π^+ -мезонов VI (VII) в плоскости, перпендикулярной (параллельной) плоскости поляризации фотонного пучка. Выразив эти величины через дифференциальные се-

чения $d\sigma_I/d\Omega$, $d\sigma_{II}/d\Omega$ и число фотонов N_I , (N_{II}) с электрическим вектором, перпендикулярным (параллельным) плоскости реакции [21], получим выражение для асимметрии:

$$\Sigma(E_\gamma, \theta_\pi) = P^{-1} \frac{[V^\perp(E_\gamma, \theta_\pi) - \xi V_c^\perp(E_\gamma, \theta_\pi)] - [V^\parallel(E_\gamma, \theta_\pi) - \xi V_c^\parallel(E_\gamma, \theta_\pi)]}{[V^\perp(E_\gamma, \theta_\pi) - \xi V_c^\perp(E_\gamma, \theta_\pi)] + [V^\parallel(E_\gamma, \theta_\pi) - \xi V_c^\parallel(E_\gamma, \theta_\pi)]} \quad (14)$$

где $\xi V_c^\perp(E_\gamma, \theta_\pi)$ [$\xi V_c^\parallel(E_\gamma, \theta_\pi)$] — скорость счета фона для \perp -й (\parallel) плоскостей реакции относительно плоскости поляризации γ -пучка.

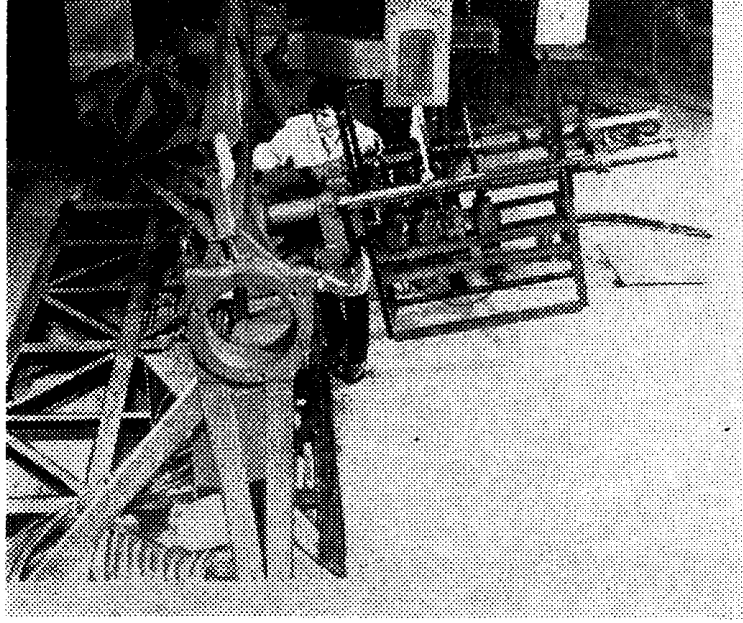


Рис. 10. Фотография установки.

Если во Фраскати [8—10] для измерения направления вектора поляризации γ -пучка измерялась ориентация кристаллической мишени, а затем подгонялись два спектра, то в нашем опыте [24] изменялась ориентация регистрирующего устройства при фиксированном положении кристалла. Это избавляет от ряда погрешностей, связанных с переориентацией алмазной мишени. На рис. 10 показана установка, позволяющая в течение 1—2 минут изменить ориентацию аппаратуры. Относительно частое изменение ориентации позволяет снизить ряд погрешностей, связанных с дрейфом аппаратурных характеристик.

10. Экспериментальные результаты

Асимметрию $\Sigma(E_\gamma, \theta_\pi)$, являющуюся функцией 5 переменных — $V_{CH_2}^\perp$, $V_{CH_2}^\parallel$, V_c^\perp , V_c^\parallel и поляризации P — можно представить в виде

$$\Sigma(E_\gamma, \theta_\pi) = P^{-1} \frac{R_{CH_2}(E_\gamma, \theta_\pi) \left[\frac{1 - V_c^\perp/V_{CH_2}^\perp}{1 - V_c^\parallel/V_{CH_2}^\parallel} \right] - 1}{R_{CH_2}(E_\gamma, \theta_\pi) \left[\frac{1 - V_c^\perp/V_{CH_2}^\perp}{1 - V_c^\parallel/V_{CH_2}^\parallel} \right] + 1} \quad (15)$$

$R_{CH_2}(E_\gamma, \theta_\pi) = V_{CH_2}^\perp/V_{CH_2}^\parallel$ — непосредственно измеряемая величина.

Рассмотрим статистическую ошибку в измерении величины R_{CH_2} , которая в конечном счете обуславливает ошибку в определении $\Sigma(E_\gamma,$

θ_{π}). Причины ошибки в измерении R_{CH_2} следующие: смещение центральной оси мишени от оси γ -пучка, несовпадение центральных углов телескопа счетчиков и нейтронного счетчика. Анализ этих причин [21] показал, что они приводят к несоответствию рабочих областей по энергии фотонов при регистрации в 2 ортогональных плоскостях, а ошибка в R_{CH_2} выражается так:

$$\frac{\Delta R_{CH_2}}{R_{CH_2}} = \frac{1}{R_{CH_2}} \Delta E_{\gamma}/E_{\gamma}. \quad (16)$$

Неопределенность в юстировке γ -пучка до 1,5 мм дает неопределенность в $\Delta E_{\gamma}/\theta_{\gamma}$ менее 0,3%, а ошибка в установке углов $\Delta\theta_{\pi} = |\theta_{\pi}^{\perp} - \theta_{\pi}^{\parallel}|$ до 2° дает не более 1% в погрешности $\Delta E_{\gamma} = |E_{\gamma}^{\perp} - E_{\gamma}^{\parallel}|$. Оценка такой погрешности для нашей установки показала, что она пренебрежимо мала и составляет менее 0,25% [21].

Наиболее важным источником ошибки служит дрейф характеристик аппаратуры, так как измерения асимметрии даже для одной кинематической точки проводятся в течение нескольких суток. Для устранения такой ошибки часто менялась ориентация аппаратуры. Трудно дать точную оценку такой погрешности, так как неясны все факторы, воздействующие на регистрирующую аппаратуру. Поэтому использован метод измерения величины R_{CH_2} на неполяризованных фотонах для каждой кинематической точки. Так, например, для $E_{\gamma} = 230$ МэВ и $\theta_{\pi} = 90^{\circ}$ в с. ц. м. эта величина составляла $0,99 \pm 0,026$.

Систематическую ошибку может внести неопределенность в установке энергии E_0 . В связи с этим тщательно контролировалась энергия ускоряемых электронов E_0 . Заметим, что неопределенность в E_0 до 1% вносит пренебрежимо малую ошибку в величину поляризации γ -пучка и, таким образом, не влияет на измеряемую величину асимметрии. Ошибка за счет несовпадения расчетной плоскости поляризации с плоскостью реакции составляла малую величину и в расчете асимметрии не учитывалась. Наиболее существенными в эксперименте были ошибки, носящие случайный характер, то есть статистические.

Полная ошибка рассчитывалась по формуле

$$\Delta\Sigma = \frac{2R_{H_2}}{P(R_{H_2} + 1)^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta N^{\perp}_{CH_2}}{N^{\perp}_{CH_2} - N_c^{\perp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N^{\parallel}_{CH_2}}{N^{\parallel}_{CH_2} - N_c^{\parallel}}\right)^2 + h^2 \left(\frac{\Delta N_c}{N_c}\right)^2 + \left(\frac{R_n^2 - 1}{2R}\right)^2 \frac{\Delta P^2}{P^2}},$$

где

$$R_{H_2} = (V^{\perp}_{CH_2} - V_c^{\perp}) / (V^{\parallel}_{CH_2} - V_c^{\parallel}),$$

$$h = V_c^{\perp} (R_{H_2} - 1) / (V^{\perp}_{CH_2} - V_c^{\perp}),$$

$N_{CH_2}(N_c)$ — число событий для соответствующей скорости счета $V_{CH_2}(V_c)$.

Отсюда следует, что ошибки практически определяются только статистикой. Действительно, асимметрия — это разность двух близких, почти равных величин. Небольшие отклонения в измеряемых скоростях счета приводят к большим отклонениям в значении рассчитываемой асимметрии. Поэтому для каждого блока измерений проводился статистический анализ отбираемых событий. Анализ заключался в проверке гипотезы пуассоновского распределения случайных величин $V^{\perp}(V^{\parallel})$. Для каждого значения $V_i^{\perp}(V_i^{\parallel})$ вычислялась величина [25]

$$\sum_i \frac{(r_i - m_i)^2}{m_i}, \quad (18)$$

Таблица 1

| № п.п. | Энергия фотонов | Угол вылета- та р+-мезо- нов в с.л.м. | $\frac{\xi V_c^I}{V^+ CH_2}$ | $\frac{\xi V_c^{II}}{V^+ CH_2}$ | $\frac{\Delta V_c^I}{V_c^I}$ | P | $\frac{\Delta P}{P}$ | Σ | $\Delta \Sigma$ | $\frac{\Delta \Sigma}{\Sigma}$ % |
|--------|-----------------|---|------------------------------|---------------------------------|------------------------------|-------|----------------------|----------|-----------------|-------------------------------------|
| 1 | 227 ±13 | 106 ±6 | 0,18 | 0,16 | 0,12 | 0,120 | 0,20 | 0,14 | 0,16 | 114,0 |
| 2 | 246 ±6 | 106 ±6 | 0,12 | 0,11 | 0,09 | 0,132 | 0,20 | 0,17 | 0,19 | 112,0 |
| 3 | 258 ±6 | 106 ±6 | 0,09 | 0,10 | 0,13 | 0,137 | 0,20 | 0,30 | 0,16 | 53,5 |
| 4 | 237 ±10 | 133 ±6 | 0,23 | 0,21 | 0,12 | 0,130 | 0,20 | 0,16 | 0,13 | 81,5 |
| 5 | 260 ±7 | 134 ±6 | 0,21 | 0,20 | 0,14 | 0,136 | 0,20 | 0,19 | 0,17 | 89,5 |
| 6 | 230 ±5 | 51 ±3,5 | 0,180 | 0,150 | 0,15 | 0,331 | 0,15 | 0,306 | 0,133 | 43,5 |
| 7 | 230 ±5 | 82 ±3,5 | 0,090 | 0,080 | 0,10 | 0,331 | 0,15 | 0,264 | 0,085 | 32,2 |
| 8 | 230 ±5 | 106 ±3,5 | 0,088 | 0,080 | 0,13 | 0,331 | 0,15 | 0,287 | 0,114 | 40,0 |
| 9 | 230 ±10 | 116 ±3,5 | 0,099 | 0,085 | 0,12 | 0,331 | 0,15 | 0,240 | 0,120 | 50,0 |
| 10 | 230 ±10 | 133 ±3,5 | 0,112 | 0,105 | 0,10 | 0,331 | 0,15 | 0,110 | 0,088 | 80,0 |
| 11 | 230 ±10 | 146 ±3,5 | 0,135 | 0,125 | 0,08 | 0,331 | 0,15 | 0,020 | 0,040 | 200,0 |
| 12 | 230 ±7 | 106 ±3,5 | 0,116 | 0,125 | 0,15 | 0,37 | 0,15 | 0,136 | 0,035 | 25,7 |

где n_i — действительное число событий для i -скорости счета, взятые из эксперимента,

m_i — ожидаемое число событий по распределению Пуассона для i -скорости счета и вычислялась величина χ^2 .

Далее, для всей серии измерений вычислялся уровень значимости, который служил критерием отбора для каждого блока измерений.

Экспериментальные данные приведены в табл. 1. Энергетический и угловой интервалы, в которых производились измерения асимметрии, не входят в ошибки $\Delta\Sigma$, но определяют размер кинематической области E_γ , θ_π . Расчет их проводился с помощью метода Монте-Карло. На рис. 11, 12 приведены распределения событий в зависимости от E_γ и θ_π для измеряемой асимметрии при $E_\gamma = 230$ МэВ и $\theta_\pi = 100^\circ$.

Заключение

Несмотря на различие применяемых методик регистрации процесса $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$, методов измерения Σ и методов получения линейно-поляризованного γ -пучка, полученные результаты в целом находятся в согласии с данными Станфорда [5] и Фраскати [10] (рис. 11). Это позволяет объединить эти данные в одну группу для анализа. Из рис. 13 видно, что наши данные не противоречат теории дисперсионных соотношений [1, 3, 13]. Однако в угловом распределении при $E_\gamma = 230$ МэВ, для задней полусферы в области углов от 90 до 120° наблюдается тенденция к большим значениям асимметрии, чем это предсказывает теория [1—3].

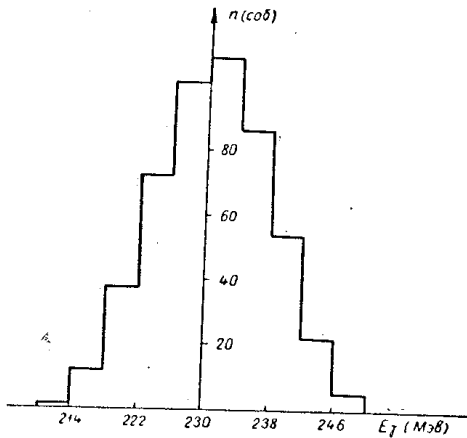


Рис. 11. Гистограмма энергетического разрешения.

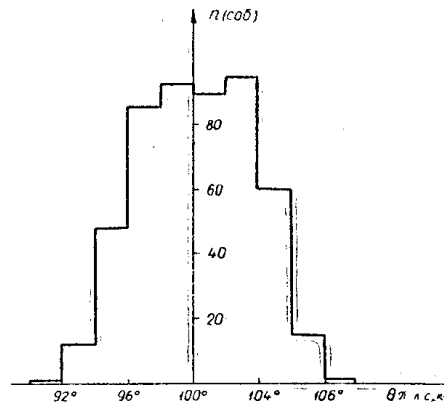


Рис. 12. Гистограмма углового разрешения.

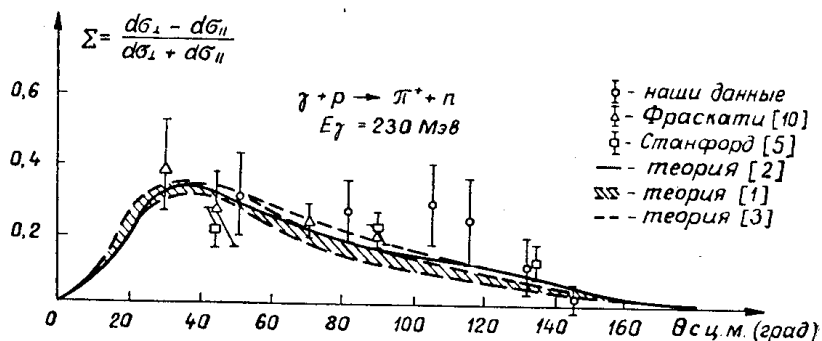


Рис. 13. Угловое распределение асимметрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. A. Berends, A. Donnachie, W. Weaver. Nuclear Physics, B4, 1 (1968).
2. D. Schwella. Zeitschrift fur Physik, 221, 158 (1969).
3. М. И. Адамович, В. Г. Ларионова, А. И. Лебедев, С. П. Харламов, Ф. Р. Ягудина. «Ядерная физика», **11**, 659 (1970).
4. M. Nigro, E. Schiavuta. Nuovo Cimento, 50A, 358 (1968).
5. R. C. Smith, R. F. Mozley. Physical Review, 130, 2429 (1963).
6. M. M. May. Physical Review, 84, 265 (1951).
7. J. McKinley. Technical Report No. 38, University of Illinois, Chicago, 1962.
8. P. Gorenstein, M. Grilli, P. Spillantini, M. Nigro, E. Schiavuta, V. Valente. Physics Letters, 19, 157 (1965).
9. P. Gorenstein, M. Grilli, F. Soso, P. Spillantini, M. Nigro, E. Schiavuta, V. Valente. Physics Letters, 23, 394 (1966).
10. M. Grilli, P. Spillantini, G. Bologna, F. Soso, M. Nigro, E. Schiavuta, V. Valente. Nuovo Cimento, 54A, 877 (1966).
11. G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambri, G. P. Muartas, Physical Review Letters, 9, 9 (1962).
12. M. Grilli, P. Spillantini, V. Valente, M. Nigro, E. Schiavuta. Nuovo Cimento, 63A, 1188 (1969).
13. D. Schwella. Bonn preprint PI 2-86 (1970).
14. G. Fischer, G. von Holtey et al. Nuclear Physics, B16, 93 (1970).
15. С. П. Круглов. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, т. 4, Дубна, 7—15 февраля 1967.
16. Ю. И. Сертаков. Диссертация, НИИ ЯФ ТПИ, Томск, 1970.
17. В. Н. Кузьмин, Б. Н. Калинин и др. Труды IV конференции по электронным ускорителям. Томск, 1966.
18. H. Uberall. Zs. f. Naturf. 17a, 332 (1962).
19. U. Timm. Coherent Bremstrahlung of Electrons in Crystals Report DESY 69/14, March, 1969.
20. М. Л. Тер-Микаэлян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН Арм. ССР (1969).
21. О. И. Стуков. Диссертация, НИИ ЯФЭА, Томск, (1971).
22. D. Freytag, W. I. Schwille, R. J. Wedemeyer. Zeitschrift fur Physik, 186, 1 (1965).
23. H. V. Burfeindt, G. Buschorn, G. Geweugiger et al. preprint DESY 70/54, Hamburg, 1970.
24. В. М. Кузнецов, О. И. Стуков, Е. В. Репенко, В. Д. Епанешников, В. Н. Забаев, А. П. Потылицын. «Ядерная физика», **13**, 1049 (1971).