

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

83-1-39
高工研図書室

ЕФИ-576(63)-82

Г.А.ВАРТАПЕТЯН, А.П.КАЗАРЯН, Ж.В.МАНУКЯН,
А.Մ.ՏԻՐՈՆԻԱՆ

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕДЕНИЯ ДВАЖДЫ
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ТИПА "G" И
"H" ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ ПИОНОВ НА ЕРЕВАНСКОМ
СИНХРОТРОНЕ

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

H.A.VARTAPETYAN, A.P.KAZARYAN, ZH.V.MANUKYAN,
A.M.SIRUNYAN

ON THE POSSIBILITY OF PERFORMING
TWICE POLARIZED PION PHOTOPRODUCTION EXPERIMENTS
OF THE TYPE G AND H AT YEREVAN SYNCHROTRON

At Yerevan synchrotron the performance of twice polarized π^- -meson photoproduction experiments of the type G and H in the energy range of perturbation of nuclear resonances N is designed. In these experiments a beam of linearly polarized photons will be used as well as the developed at EPI polarized proton target (PPT) that can alter the direction of the proton polarization vector along three mutually perpendicular axes. In this paper the measurement technique of polarization parameters G and H are described, peculiarities of the investigations by means of PPT, connected with the presence of magnetic field near the magnet, are considered. The influence of the PPT field on particle trajectories in the experiment with a magnetic spectrometer is investigated based on the Monte Carlo calculations. In the paper the setup parameter corrections for the spectrometer are defined, and the possibility of performing the experiments G and H at EPI is considered.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1982

УДК. 535.51:539.171.018.1539.126.34

Г.А.ВАРТАПЕТИАН, А.П.КАЗАРЯН, Ж.В.МАНУКЯН,
А.М.СИРУНЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕДЕНИЯ ДВАЖДЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ ТИПА "G" И "H" ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ ПИОНОВ НА
ЕРЕВАНСКОМ СИНХРОТРОНЕ

На Ереванском синхротроне планируется проведение дважды поляризационных экспериментов типа G и H по фоторождению π - мезонов в энергетической области возбуждения нуклонных резонансов N^* . В этих экспериментах будут использованы пучок линейно-поляризованных фотонов и создаваемая в БЖИ поляризованная протонная мишень (ППМ), имеющая возможность изменения направления вектора поляризации протонов вдоль трех взаимноперпендикулярных осей. В работе описана методика измерений поляризационных параметров G и H, рассмотрены особенности исследований с ППМ, связанные с наличием магнитного поля в области мишени. На основе расчетов методом Монте-Карло исследовано влияние поля ППМ на траектории частиц в условиях эксперимента с магнитным спектрометром.

Ереванский физический институт

Ереван 1982

БФИ-576(63)-82

Г.А.ВАРТАПЕТЯН, А.П.КАЗАРЯН, Ж.В.МАНУКЯН,
А.М.СИРУНЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕДЕНИЯ ДВАЖДЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ ТИПА C И H ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ ПИОНОВ НА
ЕРЕВАНСКОМ СИНХРОТРОНЕ

Ереван 1982

© *Ереванский физический институт, 1982* •

Введение

В Ереванском физическом институте уже на протяжении многих лет ведутся исследования процессов фоторождения пионов в резонансной области энергий. Такие исследования позволяют получить информацию о свойствах нуклонных резонансов N^* (амплитуды распада $N^* \rightarrow N\gamma$, их знаки и т.д.), что важно как для систематики этих резонансов по мультиплетам, так и для проверки различных кварковых моделей. Амплитуды распада N^* -резонансов определяются с помощью феноменологических анализов [1-5], которые проводятся на основе экспериментальных данных одиночного фоторождения пионов на нуклонах. Достоверность результатов, извлекаемых из этих анализов, в частности, обусловлена набором экспериментального материала. При этом наиболее информативны данные различного рода поляризационных экспериментов. В этой связи необходимо расширение набора экспериментальных данных за счет измерения наблюдаемых (T , P , G , H , ...), охватываемых понятием "полного опыта" [6], в энергетической области возбуждения нуклонных резонансов.

На Ереванском синхротроне планируется проведение дважды по-

ляризационных экспериментов типа "пучок-мишень" по фоторождению π^- -мезонов. В этих экспериментах будут использованы пучок линейно-поляризованных фотонов [7] и создаваемая в БрЭИ поляризованная протонная мишень (ПМ) [8], имеющая возможность изменения направления вектора поляризации протонов вдоль трех взаимно перпендикулярных осей.

В настоящей работе дано описание методики проведения экспериментов типа "G и H", рассмотрены особенности исследований с ПМ, связанные с наличием магнитного поля в области мишени. На основе расчетов методом Монте-Карло исследовано влияние поля ПМ на траектории части в экспериментах с магнитным спектрометром и определены поправки на его установочные параметры, обсуждается возможность проведения такого типа экспериментов на Брванском ускорителе.

1. Дважды поляризационный эксперимент типа G и H.

Если использовать линейно-поляризованный пучок фотонов (электрический вектор \vec{E} составляет угол $\phi = \pm \frac{\pi}{4}$ с плоскостью реакции, см. рис.1) и протонную поляризованную мишень с вектором поляризации вдоль осей OZ (OX), соответственно, то выражение дифференциального сечения для одиночного фоторождения пионов запишется в виде [9]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left\{ 1 + P_z P_\gamma G \sin 2\phi - P_x P_\gamma H \sin 2\phi \right\}, \quad (1)$$

где $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ - дифференциальное сечение в случае неполяризованного пучка и мишени; P_γ - линейная поляризация γ -пучка; P_z (P_x) - компоненты вектора поляризации мишени вдоль осей OZ (OX).

А. Чистое состояние $G(H)$

Обозначим экспериментально измеряемые выходы для различных комбинаций поляризации пучка и мишени

$$(\phi, P_2) \Rightarrow \left(\frac{\pi}{4}, +\right); \left(-\frac{\pi}{4}, +\right),$$

соответственно, N_1 и N_2 , а в случае

$$(\phi, P_x) \Rightarrow \left(\frac{\pi}{4}, +\right); \left(-\frac{\pi}{4}, +\right),$$

соответственно, N_3 и N_4 .

Тогда используя (I), нетрудно показать, что

$$G = \frac{1}{P_y P_z} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (2)$$

$$H = \frac{1}{P_y P_x} \frac{N_4 - N_3}{N_3 + N_4} \quad (3)$$

Б. Смешанное состояние $(G + H)$

В общем случае, когда вектор поляризации мишени лежит в плоскости реакции и составляет θ относительно направления γ -квантов (рис.2), то в соответствии с возможными комбинациями векторов поляризации пучка и мишени (измеряемые выходы N_1 и N_2)

$$(\phi, \vec{P}_t) \Rightarrow \left(\frac{\pi}{4}; P \sin \theta, P \cos \theta\right); \left(-\frac{\pi}{4}; P \sin \theta, P \cos \theta\right),$$

используя выражение (I), можно получить:

$$G \cos \theta - H \sin \theta = \frac{1}{P_y P_t} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}, \quad (4)$$

где P_t - степень поляризации мишени.

Как видно из выражения (4), для выделения G и H - параметров измерения необходимо проводить при двух различных углах

θ_1 и θ_2 .

Тогда

$$G = \frac{1}{P_r P_t} \left[\frac{\sin \theta_1}{\sin(\theta_1 - \theta_2)} \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4} - \frac{\sin \theta_2}{\sin(\theta_1 - \theta_2)} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \right] \quad (5)$$

$$H = \frac{1}{P_r P_t} \left[\frac{\cos \theta_1}{\sin(\theta_1 - \theta_2)} \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4} - \frac{\cos \theta_2}{\sin(\theta_1 - \theta_2)} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \right]$$

Поскольку в экспериментах типа G (H) вектор поляризации протонов мишени должен находиться в плоскости реакции, то для этого необходимо в качестве источника магнитного поля ПМ использовать систему из двух сверхпроводящих соленоидов. Как известно [10], такие системы из геометрических соображений имеют маленькие апертуры для вторичных частиц (угол просмотра между соленоидами $\alpha \approx 25^\circ$ и внутри соленоидов $\alpha \approx 90^\circ$). Поэтому, в основном, возможны экспериментальные измерения смешанного состояния (G + H). На сегодняшний день единственные эксперименты такого типа по фоторождению π^0 и η^+ - мезонов выполнены на ускорителе в Даресбури [10, 11].

2. Поляризованная протонная мишень

В создаваемой в ЕРФИ ПМ магнитное поле с напряженностью 2.5 Тл. и с однородностью не хуже $\pm 10^{-4}$ в объеме мишени [8] обеспечивается парой сверхпроводящих соленоидов в геометрии Гельмгольца с аксиальной симметрией, которая имеет наибольший свободный доступ к мишени. Учитывая кинематические условия экспериментов по фоторождению пионов, нами были предусмотрены определенные требования к апертурам криостата с сверхпроводящей магнитной системой. Поскольку в рабочем состоянии между катуш-

ками магнита возникает большое сжимающее усилие (~ 40 Т), в конструкции предусмотрены четыре проставки, ограничивающие углы просмотра мишени.

На рис.3 показаны угловые апертуры (заштрихована теневая область) в медианной (а) и аксиальной (б) плоскостях магнитной системы ПММ. Исходя из особенностей планируемых экспериментов (необходимый выход реакции при заданных параметрах γ -пучка), нами выбран рабочий объем мишени в виде цилиндра с осью вдоль направления γ -пучка (диаметр 20 мм, длина 35 мм). Средний радиус соленоидов $R_0 = 240$ мм, длина соленоида $\eta = 80$ мм и толщина обмотки $\xi = 86,2$ мм. В качестве рабочего вещества мишени будет использоваться этиленгликоль $(\text{CH}_2\text{OH})_2$ или пропандиол $(\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2)$ с примесью парамагнитного комплекса Cr^{V} [12], в которых содержание несвязанных протонов $\sim 18\%$ ($N_p \approx 3 \times 10^{23}$ р/см²). При выбранных параметрах ПММ ($H = 2,5$ Тл, СВЧ-генератор 4 мм диапазона и $T = 0,5^\circ\text{K}$) ожидаемая поляризация протонов должна составить $P \approx 70\%$.

Для определения характеристик магнитной системы ПММ были проведены численные расчеты на ЭВМ. Методика расчета изложена в работе [6]. Результаты расчета топографии магнитного поля в радиальной и аксиальной плоскостях приведены на рис.4 (а, б).

3. Исследование влияния магнитного поля ПММ на траектории частиц в экспериментах типа "С и Н", с магнитным спектром

При проведении экспериментов с поляризованной мишенью существенным моментом является тот факт, что рождаемые в магнитном поле ПММ заряженные частицы претерпевают отклонения и для

их регистрации становится важным определение параметров траектории на выходе из магнитного поля. С этой целью нами было исследовано влияние магнитного поля ШПМ на траектории частиц в экспериментах типа " G , H " с магнитным спектрометром. Конфигурация магнитного поля в этих экспериментах такова, что рождаемые частицы отклоняются в вертикальной плоскости и регистрируются лишь те, чьи вертикальные компоненты углов достигают определенной величины. В этой связи были изучены пространственные траектории частиц в широком интервале импульсов P и начальных углов вылета θ_0 и φ_0 . Вычисления проводились на ЭВМ БЭСМ-6. Расчет траекторий выполнялся посредством решения системы уравнений движения частицы в магнитном поле методом Рунге-Кутты [8]. Первоначально нами были исследованы траектории, исходящие из точечной мишени, при конфигурации магнитного поля ШПМ, соответствующей эксперименту типа " G ". Угловые смещения траектории на выходе из поля в обеих плоскостях XOZ и YOZ (рис.2) определялись по конечным точкам $(X_{n-1}, Y_{n-1}, Z_{n-1})$ и (X_n, Y_n, Z_n) :

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{X_n - X_{n-1}}{Z_n - Z_{n-1}} \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{Y_n - Y_{n-1}}{Z_n - Z_{n-1}}$$

На рис.5 представлены результаты расчета азимутального угла φ_1 траекторий на выходе из поля ШПМ в зависимости от начальных углов вылета φ_0 и θ_0 из мишени для частиц с импульсами P = 1000 МэВ/с и 1300 МэВ/с. Здесь θ_0 - угол относительно аксиальной оси магнитной системы. Как видно из рисунка, при угле вылета вдоль аксиальной оси ($\theta_0 = 0, \varphi_0 = 0$), частица не

претерпевает отклонения, т.е. на нее не действует магнитное поле. С увеличением угла вылета θ при заданном значении φ_0 угол отклонения в вертикальной плоскости φ_1 увеличивается. Самым интересным и неожиданным результатом является получение линейной зависимости азимутального угла φ_1 частицы на выходе из поля ППМ от начального φ_0 для заданного направления θ_0 . При этом наклон прямых для фиксированного направления θ_0 не изменяется с импульсом P , а угол наклона зависит от направления вылета частицы. Расчеты показали незначительное изменение угла θ_1 траектории на выходе из поля ППМ по сравнению с начальным углом θ_0 , чем можно пренебречь.

Используя полученную информацию об азимутальном угле φ_1 на выходе из поля ППМ, а также характерные зависимости (см. рис. 5), нами была выведена формула линейной зависимости вертикальной компоненты углов φ_1 от начальных углов вылета φ_0 , θ_0 и импульса P частицы:

$$\varphi_1 = (a + b\theta_0)\varphi_0 + (c + d\theta_0)(P + \kappa), \quad (7)$$

где a , b , c , d , κ - числовые коэффициенты.

Так, в диапазоне импульсов и углов, соответствующих кинематической области регистрации заряженной частицы в планируемых экспериментах с магнитным спектрометром ($\theta_0 = 15^\circ + 50^\circ$; $P = 900 + 1500$ МэВ/с), используя метод наименьших квадратов, нами были рассчитаны на ЭВМ коэффициенты формулы (7). При этом зависимость имеет вид:

$$\varphi_1 = (1,075 - 0,0077\theta_0)\varphi_0 - (0,00024\theta_0 + 0,0011)(P - 2232), \quad (8)$$

где $\varphi_1, \varphi_0, \theta_0$ - даны в градусах,
 P - в МэВ/с.

На рис.5 пунктирными линиями обозначен интервал углов, соответствующий захвату магнитного спектрометра [13] в вертикальной плоскости: $\Delta\varphi = \pm 50$ мрад. Как видно из рисунка, в спектрометре будут регистрироваться лишь те частицы, которые вылетают из мишени под большими углами $|\varphi_0|$. Так, в случае импульса $P = 1000$ МэВ/с и $\theta_0 = 20^\circ$ диапазон φ_0 составляет $(-5^\circ \div +11^\circ)$. Видно, что с увеличением угла θ_0 (отход от направления аксиальной оси магнитной системы) лишь те траектории частиц на выходе из поля ПММ имеют маленькую вертикальную компоненту угла ($|\varphi_1| \leq 2,5^\circ$), чьи начальные углы вылета из мишени большие (например, при $\theta_0 = 50^\circ$ угол $\varphi_0 \approx -24^\circ$). Поскольку в экспериментах с поляризованной мишенью регистрации заряженных частиц будет производиться магнитным спектрометром, то становится важным изучение влияния магнитного поля ПММ на траектории частиц, а значит условий их входа в спектрометр.

На рис.6 приведены траектории частиц с импульсом $P = 1000$ МэВ/с, трассированные в поле ПММ, соответствующем конфигурации эксперимента "G" (см.рис.2), вылетающих под углом $\theta_0 = 20^\circ$ с различными начальными проекциями углов в вертикальной плоскости. Оптическая ось магнитного спектрометра направлена вдоль оси OZ , входное окно спектрометра на расстоянии $L = 250$ см от мишени. Как видно, частицы с $-4^\circ < \varphi_0 < -12^\circ$ не направлены в окно спектрометра. Заштрихованная часть рисунка соответствует области захвата, что согласуется с аналогичным

случае на рис.5. При этом, средняя траектория с $\varphi_0 = -\delta^0$ имеет $\varphi_1 \approx 0^0$ и проходит ниже центра входного окна. Отсюда следует, что при расположении центра мишени на оптической оси спектрометра его светосила уменьшится и возникает необходимость вертикального смещения мишени вверх на величину ΔY , которую можно определить из расчетов.

4. Моделирование методом Монте-Карло эксперимента типа G (H) с магнитным спектрометром и результаты расчета

Для расчета влияния магнитного поля ШМ в реальных условиях эксперимента с магнитным спектрометром нами были выполнены расчеты методом Монте-Карло. Вычисления проводились на ЭВМ БЭСМ-6 при помощи моделирования случайных величин. Расчеты проводились на основе созданной нами ранее программы Монте-Карло [8] с некоторыми изменениями и дополнениями. Программа расчета состоит из трех подпрограмм, управляемых основной. К ним относятся подпрограммы:

- а) расчет магнитного поля ШМ при конфигурации G (H)-эксперимента и трассирование частицы в этом поле;
- б) разыгрывание случайных величин: координаты мишени (X_i, Y_i, Z_i), импульс и углы вылета заряженной частицы ($P, \theta_{oi}, \varphi_{oi}$) и расчет кинематических параметров;
- в) прохождение частицы через магнитный спектрометр.

Разыгрыш азимутального угла φ_0 проводился в интервале, соответствующем предварительно рассчитанной области прохождения через магнитный спектрометр (см.п.3).

С целью уменьшения счетного времени на ЭВМ нами была оптимизирована программа расчета Монте-Карло. Дело в том, что на расчет отдельной разыгрываемой траектории требовалось машинное время ~ 1 мин. При этом для накопления статистики (~ 100 полезных событий) требовалось время $t = 40$ ч. Поскольку основное время счета идет на подпрограмму вычисления магнитного поля ППМ и решения дифференциальных уравнений движения, то ее исключение позволило получить выигрыш по времени. В новой схеме расчета вместо этой подпрограммы для учета влияния магнитного поля ППМ использовалась выведенная нами формула (7) зависимости вертикальной компоненты углов φ_1 от начальных углов вылета φ_0 , θ_0 и импульса P частицы. Зависимостью $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_0$ от импульса, как было указано выше, можно пренебречь. Расчеты Монте-Карло, выполненные этим способом, дали отличное согласие с основными и позволили сократить счетное время в 60 ± 70 раз.

На основе расчетов Монте-Карло были проведены исследования влияния поля ППМ на светосилу спектрометра и его разрешения. Как показали расчеты, светосила спектрометра сильно меняется в зависимости от вертикального смещения ППМ.

На рис. 7 приводится профиль пучка заряженных частиц с импульсом $P = 1000$ МэВ/с на входе в спектрометр: (а) — в случае с выключенным полем ППМ, (б) — с включенным полем, (в) — с включенным полем (при вертикальном смещении $\Delta Y = 3,8$ см). Как видно из рисунка, при смещении ППМ (случай (в)) профиль пучка симметризуется относительно входной апертуры спектрометра и наблюдается дополнительная фокусировка (пучок сжимается).

На рис.8 представлена зависимость светосилы $\Delta \Omega / \Delta \Omega_0$ (данные нормированы на светосилу спектрометра с включенным полем ШМ без смещения) от вертикального смещения Δy при среднем импульсе частиц $P = 1000$ МэВ/с. Штриховой линией обозначена светосила в случае выключенного поля ШМ ($H = 0$). Максимум кривой приходится на значение $\Delta y = 3,8$ см, при котором наблюдается увеличение светосилы в 5,6 раз по сравнению с случаем $\Delta y = 0$ и в 1,2 раза - с выключенным полем ШМ. Причем этот эффект сказывается тем сильнее, чем меньше импульс регистрируемой частицы.

На рис.9 представлены результаты расчетов для вертикального смещения мишени Δy в зависимости от импульса P - частицы. Как видно, с уменьшением импульса частицы смещения мишени увеличиваются.

Вычисления Монте-Карло также показали, что наличие магнитного поля ШМ приводит к увеличению захвата магнитного спектрометра по углу и энергии фотонов (в 1,3 раза).

5. Некоторые особенности проведения экспериментов типа G (H) и возможность их выполнения на синхротроне в БрФМ

Как показывает анализ экспериментальной информации по фоторождению пионов в резонансной области энергии $1 + 2$ ГэВ, на сегодняшний день отсутствуют данные измерения наблюдаемых G и H в дважды поляризационных экспериментах (поляризованный γ -лучок и поляризованная протонная мишень), в основном, по фотообразованию π^+ - мезонов. Исходя из возможностей эксперимен-

тальной аппаратуры, в ЕРФИ планируется измерение G , H - наблюдаемых по фоторождению π^0 - мезонов на протонах в области энергий третьего πN - резонанса и выше при углах вылета пиона в С.Ц.М. $90^\circ - 140^\circ$. Для регистрации вторичных частиц будет использован комплекс экспериментальной аппаратуры, включающий магнитный спектрометр [13] и гамма-спектрометр полного поглощения [14].

Отметим, что вследствие угловых ограничений ИММ (п.2), измерения G и H наблюдаемых возможны в отдельных кинематических областях. Это наглядно видно из диаграммы для двухчастичной реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ на рис.10. По оси абсцисс отложен угол вылета протона θ_p , а по оси ординат - π^0 - мезона θ_π . Кривые при энергиях от 1 до 2 ГэВ изображают кинематические зависимости между углами в лабораторной системе в интервале углов вылета π^0 - мезона в С.Ц.М. $80^\circ - 140^\circ$. В правом углу рис.10 показана конфигурация эксперимента с ИММ, когда γ - пучок проходит вблизи от аксиальной оси (преобладает вклад G - параметра). При этом π^0 - мезон проходит сквозь зазор между соленоидами ИММ. Вследствие того, что между вторичными частицами находится соленоид, возникает минимально разрешаемый угол для одной частицы (на рис.10 изображено пунктирной линией). Наклонная прямая изображает те кинематические точки, которые можно измерить в эксперименте типа G . Как видно, она пересекает очень мало кинематических точек:

$E_\gamma = 1,0$ ГэВ	$\theta_\pi^* = 110^\circ$
$= 1,3$ ГэВ	$= 120^\circ$
$= 1,5$ ГэВ	$= 125^\circ$
$= 1,8$ ГэВ	$= 130^\circ$
$= 2,0$ ГэВ	$= 135^\circ$

В случае, когда γ - пучок проходит сквозь зазор между соленоидами (эксперимент типа Н), измерения в вышеуказанной кинематической области не возможны.

Остановимся на отдельных трудностях, возникающих при измерении G и H - параметров. Как было указано выше (см. п. I Б и рис. 10), в основном, возможны экспериментальные измерения смешанного состояния ($G + H$), а для извлечения G и H наблюдаемых измерений необходимо проводить при двух различных углах θ_1 и θ_2 вектора поляризации мишени P_z относительно направления γ - пучка. При проведении экспериментов типа G , H необходимо принимать во внимание, что в зависимости от угла θ_1 , плоскость исследуемой реакции составляет угол Δ с горизонтальной плоскостью. Это приводит к необходимости учета определенных поправок.

I. Определение углов Δ и F .

Пусть, γ - кванты направлены вдоль оси OZ (см. рис. II) и аксиальная ось магнитной системы составляет угол θ_1 относительно направления γ - пучка. Заряженная частица с импульсом \vec{q} , регистрируемая в магнитном спектрометре, вылетает под углом \mathcal{U} относительно оси OZ (проекционные углы θ_0 - на горизонтальную плоскость XOZ и φ_0 - на вертикальную плоскость YOZ). Нетрудно показать, что

$$\operatorname{tg} \mathcal{U} = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \theta_0 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0}. \quad (9)$$

Вектор \vec{q} находится в плоскости $X''OZ$ (плоскость реакции), которая составляет угол Δ с горизонтальной плоскостью XOZ . Как видно из рисунка II, угол Δ можно определить из соотношения

$$\Delta = \arcsin \left(\frac{\operatorname{tg} \varphi_0}{\operatorname{tg} \psi} \right). \quad (10)$$

Наличие угла Δ приводит к изменению угла $\phi = \pm \frac{\pi}{4}$ (между электрическим вектором фотонов \vec{E} и плоскостью реакции) на величину Δ , т.е.

$$F = \pm \frac{\pi}{4} + \Delta \quad (11)$$

2. Компоненты вектора поляризации P_z ищутся в системе координат, связанной с плоскостью реакции.

Поскольку вектор поляризации P_z направлен вдоль аксиальной оси, находящейся в горизонтальной плоскости, то в системе координат $X''Y''Z''$, повернутой относительно оси OZ на угол Δ , возникают компоненты вектора $\vec{P}_z = P_{x''}$, $P_{y''}$ и $P_{z''}$, которые можно представить в виде выражений (см. рис. II):

$$P_{x''} = P_{x'z''} \sin \psi_1' = \frac{P_z \sin 2\theta_1}{2 \cos \theta_1},$$

$$P_{y''} = -\sqrt{P_z^2 - P_{x'z''}^2} = -\frac{P_z \sqrt{\cos^2 \theta_1 - \cos^2 \psi_1'}}{\cos \theta_1}, \quad (12)$$

$$P_{z''} = P_{x'z''} \cos \psi_1' = \frac{P_z \cos^2 \psi_1'}{\cos \theta_1},$$

где ψ_1' - проекция угла θ_1 на плоскость реакции

$$\operatorname{tg} \psi_1' = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \theta_1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0}.$$

Таким образом, наличие угла Δ приводит к тому, что в измеряемые наблюдаемые G и H дают вклад параметры Σ , P , T .

Это видно из выражения для дифференциального сечения реакции фоторождения пионов [9]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left\{ 1 - P_z \Sigma \cos 2F - P_z [P_x P_z \cos 2F - T] + P_x P_x G \sin 2F - P_z P_y H \sin 2F \right\}. \quad (13)$$

3. Выбор углов θ_1 и θ_2 .

Покажем, что величина угла Δ зависит от угла θ_1 между направлением пучка γ - квантов и аксиальной осью магнитной системы (точнее, от величины $\Delta\theta = |\theta_1 - \theta_0|$).

В случае, когда вектор \vec{P}_1 направлен вдоль оси OZ (чистое состояние "G", $\Delta\theta = \theta_0$), на основе результатов наших расчетов (см. п.3, рис.5) можно определить значения Δ . Так, например, для частиц с импульсом $q = 1000$ МэВ/с имеем

θ_0	ψ_0	Δ (по формуле 10)
5°	-2°	$-21,76^\circ$
10°	-4°	$-21,7^\circ$
20°	-8°	-21°
30°	$-12,4^\circ$	$-20,84^\circ$
40°	$-17,4^\circ$	$-20,5^\circ$

Как видно, для широкого интервала углов θ_0 среднее значение $\Delta \approx -21^\circ$, что создает определенные трудности: во-первых, экспериментальное выделение реакции, во-вторых, увеличение вклада параметров Σ , P , T , что будет показано ниже.

Для уменьшения величины угла Δ необходимо расположить соленоиды таким образом, чтобы значение $\Delta\theta$ было малым, т.е. угол вылета заряженной частицы относительно аксиальной оси был мал. Так, если $\Delta\theta \approx 0^\circ + 10^\circ$, то независимо от значения θ_0 (кинематический угол вылета заряженной частицы) величина ψ_0 меняется в интервале от 0° до -4° и тогда получаем Δ значение $\sim (-5^\circ + -6^\circ)$. Такой подбор угла соответствует смешанному состоянию G + H. Оценим также значения компонент вектора поляризации протонов. В случае $q = 1000$ МэВ/с и $\theta_2 \approx 40^\circ$ по формулам

(I2) имеем.

$$P_{x''} = 0,643 P$$

$$P_{y''} = -0,053 P$$

$$P_{z''} = 0,764 P.$$

Поскольку величина $P_{y''}$ на порядок меньше, то в соответствии с формулой (I3) вклад членов с P и T в выход реакции будет незначительный.

Таким образом, при проведении экспериментов типа G , H весьма важным является подбор соответствующего угла поворота Θ_1 аксиальной оси ШМ относительно направления пучка γ - квантов. В планируемых экспериментах для смешанного состояния $G + H$ значение угла Θ_1 в зависимости от кинематики исследуемого процесса предусматривается в интервале $[28^\circ + 40^\circ]$, что обеспечит угол Δ минимальным.

4. Процедура извлечения параметров G и H .

Для выделения G и H -параметров измерения проводятся при двух углах Θ_1 и Θ_2 при различных комбинациях вектора поляризации пучка и мишени (см. п.1). Если измеряемые выходы обозначить N_1, N_2 при Θ_1 и N_3, N_4 при угле Θ_2 , то нетрудно используя формулу (I3), прийти к выражениям

$$(P_x^{(1)}G - P_x^{(1)}H) = \frac{1}{P_x \cos 2\Delta_1} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} (1 + P_y^{(1)}T) - (\Sigma + P_y^{(1)}P) \operatorname{tg} 2\Delta_1 \quad (I4)$$

$$(P_x^{(2)}G - P_x^{(2)}H) = \frac{1}{P_x \cos 2\Delta_2} \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4} (1 + P_y^{(2)}T) - (\Sigma + P_y^{(2)}P) \operatorname{tg} 2\Delta_2.$$

Отсюда, решая систему уравнений, можно извлечь величины G и H -параметров, при условии, что в исследуемой кинематической области наблюдаемые Σ , P и T измерены.

В качестве примера рассмотрим случай регистрации протона с импульсом $q = 1000$ МэВ/с и углом вылета $\varphi_0 = 30^\circ$ при двух углах $\theta_1 = 0^\circ$ и $\theta_2 = 35^\circ$. Тогда выражения (14) запишутся в следующем виде:

$$а) \theta_1 = 0^\circ; \quad \varphi_0 = -12^\circ; \quad \Delta_1 = -21,6^\circ; \quad P_y = P_t = 0,7$$

$$0,34G - 0,07H = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} (1 - 0,15T) - 0,48\Sigma + 0,07P \quad (15)$$

$$б) \theta_2 = 35^\circ; \quad \varphi_0 = -2^\circ; \quad \Delta_2 = -3^\circ$$

$$0,4G - 0,28H = \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4} (1 - 0,02T) - 0,07\Sigma + 0,001P.$$

Как видно из выражений (15), в случае а) преобладает вклад G -параметра и при этом в измеряемые наблюдаемые G и H вклад параметров Σ , P и T значительный. В случае б) (смешанное состояние G + H) G и H дают почти одинаковые вклады, а вклад параметров Σ , P и T — на порядок меньше.

Остановимся на возможности ликвидации вклада Σ и P параметров в измеряемые наблюдаемые G и H . Образование угла Δ между горизонтальной плоскостью и плоскостью реакции является ответственным за появление членов с Σ , P (в формулу (13) подставим угол $F = \pm \frac{\pi}{4} + \Delta$). Для их устранения необходимо компенсировать угол Δ за счет дополнительного вращения электрического вектора \vec{E} фотонов на такой же угол Δ (см. рис. II). Этого можно достичь вращением гониометра с кристаллом вокруг оси γ — пучка на соответствующий угол. Тогда будет обеспечен угол вектора \vec{E} относительно плоскости реакции $F = \pm \frac{\pi}{4}$ ($\Delta_1 = \Delta_2 = 0$) и, как видно из формул (14), останется лишь вклад члена с T -асимметрией. Как показали наши оценки, для заданной статистики компенсация угла Δ позволяет увеличить точность определения G и H -параметров почти в 2 раза. В связи с этим,

необходимо создание в БрЭИ гониометра, позволяющего иметь вращение кристалла вокруг оси e^- - пучка в пределах $\pm 25^\circ$.

Обобщая полученные результаты, отметим возможность проведения дважды поляризационных экспериментов типа G и H на Ереванском синхротроне в указанной выше кинематической области.

При этом необходимо обеспечение определенных условий:

- а) подбор соответствующего угла поворота Θ_1 аксиальной оси ШМ;
- б) компенсация угла Δ и в) вертикальное смещение ШМ, что эквивалентно при фиксированном положении ШМ вертикальному смещению магнитного спектрометра в противоположном направлении,

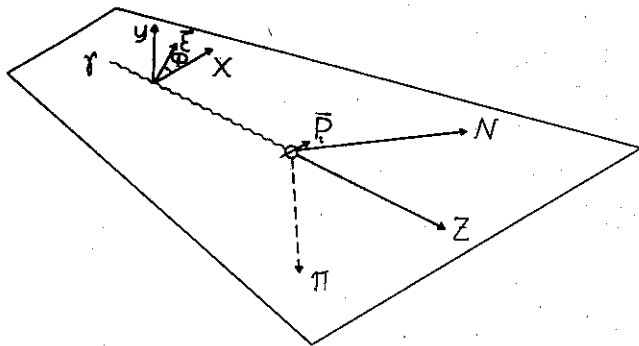


Рис. I

Рис. I Система координат дважды поляризационного эксперимента, \vec{E} - электрический вектор γ - пучка. \vec{P}_t - вектор поляризации протонов мишени.

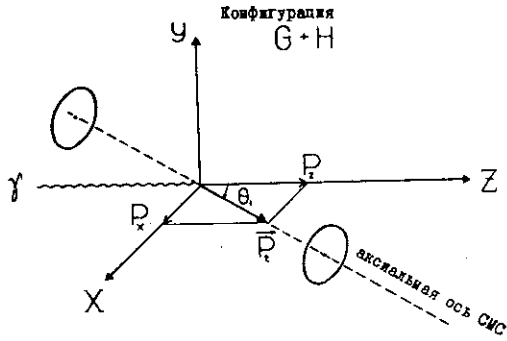


Рис. 2

Рис.2 Расположение соленоидов ПИМ относительно γ - пучка в случае смешанного состояния ($G+N$).

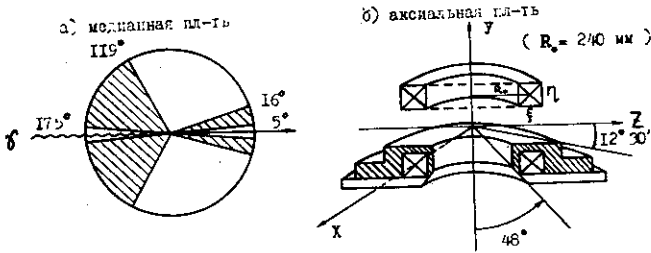


Рис. 3

Рис.3 Разрез магнитной системы ПИМ.

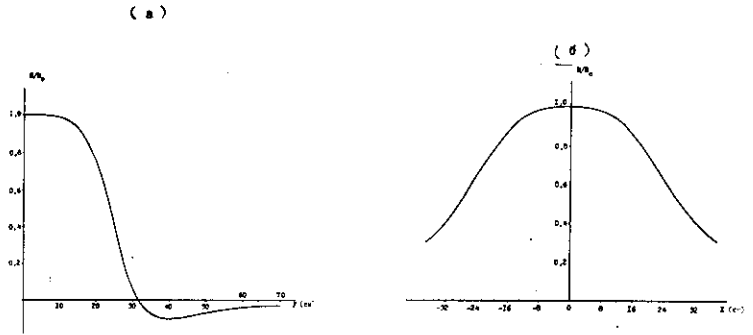


Рис.4 Распределение магнитного поля ШИМ а) в медианной плоскости, б) вдоль аксиальной оси ($H_0 = 2,5$ Тл).

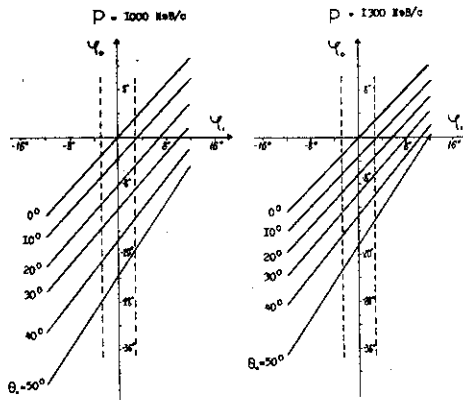


Рис.5 Зависимость азимутального угла Ψ_1 траекторий на выходе из поля ШИМ от начальных углов вылета Φ_0 и Θ_0 : для импульсов частиц а) $P = 1000$ МэВ/с, б) $P = 1300$ МэВ/с

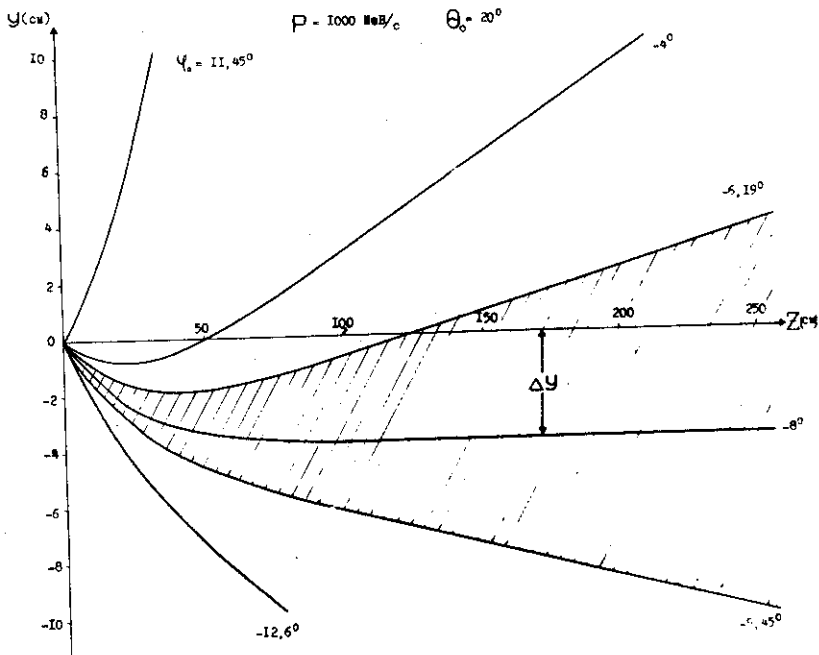


Рис.6 Ход траекторий частиц с импульсом $P = 1000 \text{ MeV/c}$ для различных начальных углов φ_0 (величина ΔY соответствует смещению средней траектории с $\varphi_0 = -8^\circ$)

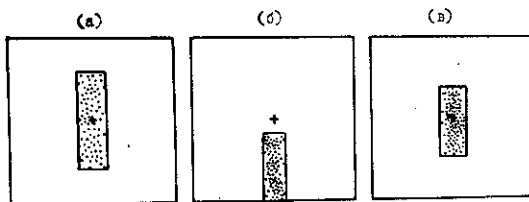


Рис.7 Профиль пучка на входе в магнитный спектрометр:
 а) - выключенное поле ШИМ, б) и в) - с полем, соответственно, $\Delta Y = 0$, $\Delta Y = 3,8 \text{ см}$.

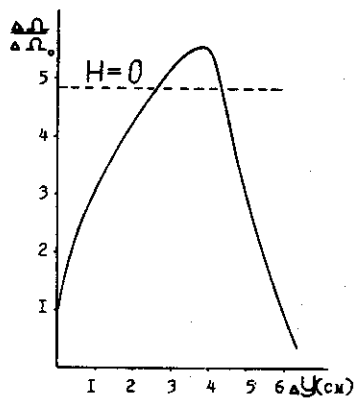


Рис.8 Зависимость светосилы спектрометра от вертикального смещения.

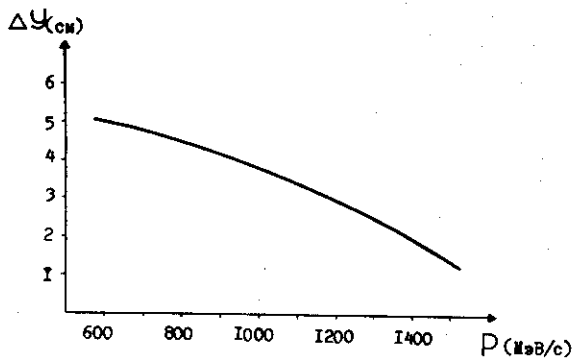


Рис.9 Зависимость вертикального смещения ПГМ от импульса частиц.

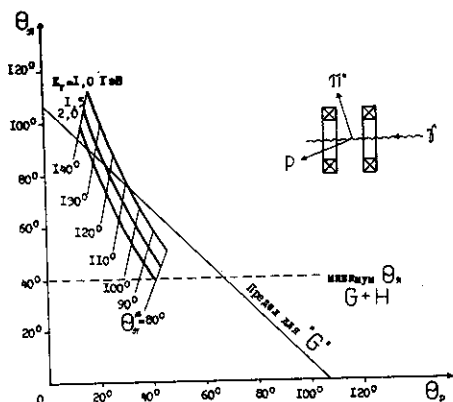


Рис.10 Кинематическая диаграмма реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ для планируемых экспериментов G и H.

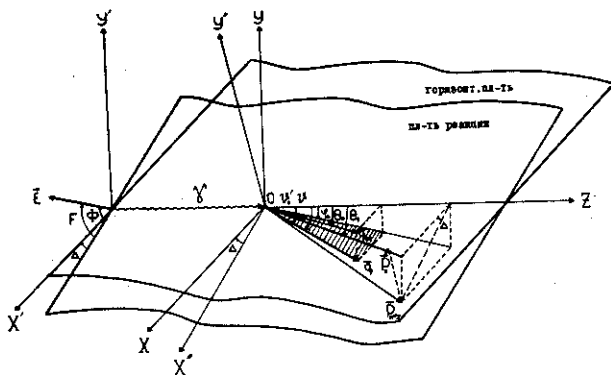


Рис.11 Поворот плоскости реакции в экспериментах типа G, H.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Moorhouse R.G., Oberlack H., Rosenfeld A.H., Analysis of π^0 and π^+ Photoproduction from the First Through the Third Resonance Region, Phys.Rev., 1974, D9, vol.1, p.1-42.
2. Metcalf W.J., Walker R.L. A Phenomenological Analysis of Pion Photoproduction Nucl.,Phys., 1974, vol.B76, p.253-289.
3. Feller P., Fukushima M., Horikawa N. et al. A Phenomenological Analysis on $\gamma p \rightarrow \pi^+ n, \pi^0 p$ Below 1.2 GeV Nucl. Phys., 1976, vol.B104, p.219-245.
4. Азнаурян И.Г., Акопов Н.З., Багдасарян А.С. Анализ фоторождения пионов на нуклонах в резонансной области. Препринт ВФИ-264(57)-77, Ереван 1977.
5. Barbour J.M., Crawford R.L., Parsons N.H. An Analysis of Single Pion Photoproduction Between Threshold and 16 GeV. Nucl.Phys., 1978, vol.B141, p.253-283.
6. Barker I.S., Donnachie A., Storrow J.K. Complete Experiments in Pseudoscalar Photoproduction Preprint DL/P232, 1975, p.1-15.
7. Abrahamian L.O., Agnians A.O., Adamian F.V. et al. π^0 and π^+ Production with Polarized Photons in the Energy Range 1-2 GeV Phys.Lett., 1974, vol.48B, p.463-467.
8. Казарян А.П., Манукян Э.В., Сирунян А.М. Влияние магнитного поля поляризованной протонной мишени на траектории заряженных частиц. Препринт ВФИ-49I(34)-8I, Ереван 1981.
9. Worden R., Regge Models of Forward Pion and eta Photoproduction. Nucl.Phys., 1972, vol.B37, p.253-313.

10. Bussey P.J., Rutherglen J.G., Booth P.S.L. et al.
Measurements of the Double Polarization Parameters G and H
in Neutral Pion Photoproduction.
Nucl.Phys., 1979, vol.B159, p.383-397.
11. Bussey P.J., Raine C., Rutherglen J.G. Polarization Pa-
rameters in Positive Pion Photoproduction
Preprint DL/P 292E, 1977, p.1-28.
12. Анаркин В.А. , Будковский П.Е., Васнева Г.А. и др.
Динамическая поляризация протонов и релаксационные процес-
сы в этиленгликоле с комплексом Cr^{V} . ФТТ, 1973, т.5
с. 843-854.
13. Abrahamian L.O., Aganians A.O., Adamian F.V. et al.
Single π^+ Photoproduction from Complex Nuclei at 2 and
3 GeV. Phys.Lett., 1972, vol.38B, p.544-549
14. Абрамян Л.О., Аганьянц А.О., Адамян Ф.В. и др. Фоторожде-
ние одиночных η_0 - мезонов на ядрах при $E_{\gamma} = 2$ ГэВ
ЯФ, 1973, т 18, вып 4 , с.817-825.

Рукопись поступила 31 мая 1982г.

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

Заказ 447

ВФ- 05365

Тираж 299

Препринт ВФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 20/УИ-82 I.Буч.-изд.л. Ц. 25 к.

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

индекс : 3624