

УДК 539.172.3

РАСЧЕТ ЭКСПЕРИМЕНТА ТИПА G И H ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ π^0 -МЕЗОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНАХА. Л. ГОЛЕНДУХИН, И. И. ДАНИЛЕНКО, А. П. КАЗАРЯН,
Ж. В. МАНУКЯН, А. М. СИРУНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 марта 1989 г.)

Описана методика измерения поляризационных параметров G и H , проведен расчет Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента по фоторождению π^0 -мезонов в интервале энергий $E_T = 0,9 - 1,5$ ГэВ и углов $\theta_{\pi^0}^* = 110^\circ - 130^\circ$ в с. ц. м. На основе полученных результатов даны оценки выхода реакции π^0 -фоторождения.

Интерес к исследованиям процессов одиночного фоторождения пионов на нуклонах в энергетической области возбуждения нуклонных резонансов вызван тем, что их изучение позволяет на основе феноменологических анализов получить информацию об электромагнитных константах связи γNN^* , рассчитываемых в рамках кварковой модели [1].

Отсутствие стройного теоретического описания адронных взаимодействий в данной энергетической области приводит к необходимости систематических экспериментальных исследований. При этом наиболее информативны данные поляризационных экспериментов, которые более чувствительны к вкладам резонансов с малыми константами связи. Для однозначного восстановления амплитуд процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ без привлечения модельных представлений необходимо провести измерения определенного набора экспериментальных величин, объединенных понятием «полного опыта» [2]. Однако к настоящему времени эта программа далека от завершения, что вызвано в основном экспериментальными трудностями.

Проводящиеся на Ереванском синхротроне, начиная с 1970-х годов, исследования по фоторождению пионов на нуклонах позволили накопить достаточно обширную информацию по сечению процесса $d\sigma/d\Omega$ и отдельным поляризационным параметрам (Σ , P , T) [3]. Следующим важным шагом на пути выполнения программы «полного опыта» является проведение дважды поляризационных экспериментов типа «пучок-мишень» на созданной в ЕрФИ установке СПИН с целью измерения новых наблюдаемых G и H .

В настоящей работе описана методика проведения экспериментов типа G и H по фоторождению π^0 -мезонов на поляризованных протонах, выполнен расчет методом Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента в интервале энергий $E_T = 0,9 - 1,5$ ГэВ для углов вылета π^0 -мезона в с. ц. м. $\theta_{\pi^0}^* = 110^\circ - 130^\circ$ и приводится оценка ожидаемого выхода реакции в планируемом эксперименте.

1. Эксперимент типа G и H

Дифференциальное сечение реакции фоторождения одиночного пиона линейно-поляризованными фотонами имеет следующий вид [4]:

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

где $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ — дифференциальное сечение реакции с неполяризованными частицами; P_γ — степень поляризации γ -пучка; $P_i (P_x, P_y, P_z)$ — вектор поляризации протонов мишени; Φ — угол между электрическим вектором фотонов и плоскостью реакции (рис. 1); Σ, T, P, G и

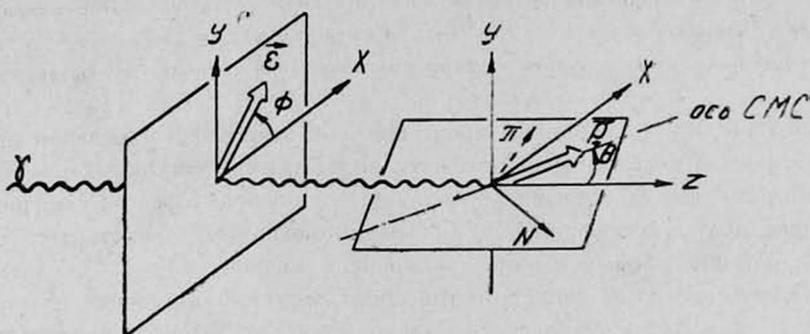


Рис. 1. Система координат и расположение катушек установки СПИН относительно γ -пучка: ϵ — электрический вектор фотонов; P_i — вектор поляризации протонов мишени.

H — поляризационные наблюдаемые.

Если использовать линейно-поляризованный γ -пучок с $\Phi = \pm 45^\circ$ и поляризованную протонную мишень (ППМ) с вектором поляризации протонов в горизонтальной плоскости реакции (т. е. $P_y = 0$), то сечение запишется в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 \pm P_\gamma (P_z G - P_x H)]. \quad (2)$$

Геометрические размеры катушек сверхпроводящей магнитной системы установки СПИН ограничивают апертуры кинематических углов рождения вторичных частиц, в связи с чем исключается возможность измерений «чистых» H -параметров, а измерения «чистых» G -параметров можно провести лишь для отдельных кинематических точек. Для обеспечения измерений G и H -параметров в широком кинематическом интервале необходимо проведение измерений при двух различных углах θ_1 и θ_2 ($\theta_{1,2}$ — угол между направлениями вектора поляризации протонов и пучка первичных фотонов). Если экспериментальные выходы реакции при угле θ_1 обозначить $C_1^{\mp 45}$, а при θ_2 — $C_2^{\mp 45}$, то используя выражение (2) можно получить [5]:

$$G = \frac{1}{P_1 P_2 \sin(\theta_2 - \theta_1)} \left[\frac{C_1^{45} - C_1^{-45}}{C_1^{45} + C_1^{-45}} \sin \theta_2 - \frac{C_2^{45} - C_2^{-45}}{C_2^{45} + C_2^{-45}} \sin \theta_1 \right],$$

$$H = \frac{1}{P_1 P_2 \sin(\theta_2 - \theta_1)} \left[\frac{C_1^{45} - C_1^{-45}}{C_1^{45} + C_1^{-45}} \cos \theta_2 - \frac{C_2^{45} - C_2^{-45}}{C_2^{45} + C_2^{-45}} \cos \theta_1 \right], \quad (3)$$

В планируемом эксперименте по фоторождению π^0 -мезонов ($\Sigma P \rightarrow P \pi^0$) протоны будут регистрироваться магнитным спектрометром [6] в совпадении с одним распадным γ -квантом от π^0 -мезона, детектируемым черенковским счетчиком полного поглощения [7]. Измерения будут проводить-

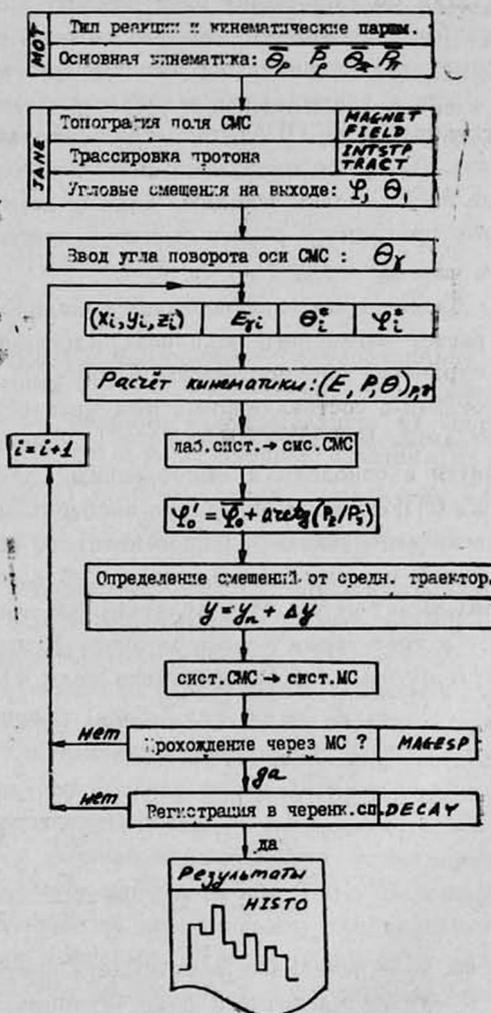


Рис. 2. Алгоритм программы расчета методом Монте-Карло эксперимента по фоторождению π^0 -мезонов.

ся на поляризованной протонной мишени с горизонтальным направлением магнитного поля (установка СПИН). Магнитное поле напряженностью $H = 2,7$ Тл обеспечивается парой катушек, размещенных вертикально в криостате ^4He . Свободный зазор между катушками равен 60 мм, что обеспечивает следующие угловые апертуры ($\alpha = 18^\circ$ — угол доступа между катушками и $\beta = 86^\circ$ — осевая апертура). Как показано в работе [5], при

проведении эксперимента типа *G* и *H* возникают определенные трудности, связанные с рождением вторичных частиц в сильном магнитном поле ППМ. С целью уменьшения влияния магнитного поля на выходы регистрируемых частиц предусматривается использовать установку СПИН в режиме «замороженных» спинов, что позволит после накачки поляризации значительно понизить рабочую напряженность поля мишени вплоть до $H = 0,5$ Тл.

2. Моделирование дважды поляризационного эксперимента методом Монте-Карло. Результаты расчетов

Для моделирования эксперимента типа *G* и *H* методом Монте-Карло нами была изменена программа, описанная в [8], с учетом методической специфики эксперимента и конструкции магнитной системы СПИН. В схеме расчета учитывались размеры рабочего вещества мишени, топография магнитного поля ППМ, геометрия регистрирующей аппаратуры и ее разрешение. Алгоритм программы приведен на рис. 2. Головной программный модуль МОТ задает исходные данные двухчастичной реакции, на основе которых проводится расчет основной кинематики (импульсы и углы вторичных частиц — $P_p, P_{\pi^0}, \theta_p, \theta_{\pi^0}$).

Далее управление передается подпрограмме JANE, которая организует расчет магнитного поля поляризованной мишени в произвольной точке пространства (подпрограммы MAGNET, FIELD), и трассирование протона отдачи с составляющими импульса (P_x, P_y, P_z) через поле СМС (подпрограммы INTSTP, TRACT) [9]. Изменения в этой части программы относятся в основном к вычислениям составляющих магнитного поля установки СПИН в конфигурации эксперимента *G* и *H*. При этом в схему расчета введен блок, с помощью которого возможно осуществить поворот аксиальной оси магнитной системы на заданный угол $\theta_{1,2}$ относительно направления γ -пучка. В результате работы подпрограммы JANE рассчитываются траектории частиц методом Рунге-Кутты и определяются их параметры на выходе из магнитного поля. По конечным точкам траектории ($X_{n-1}, Y_{n-1}, Z_{n-1}$) и (X_n, Y_n, Z_n) рассчитываются угловые смещения ($\varphi_1 - \varphi_0$) и ($\theta_1 - \theta_0$) в вертикальной и горизонтальной плоскостях:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_1 &= \frac{Y_n - Y_{n-1}}{Z_n - Z_{n-1}}, \\ \operatorname{tg} \theta_1 &= \frac{X_n - X_{n-1}}{Z_n - Z_{n-1}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где φ_0, θ_0 — начальные углы вылета протона из мишени.

Наличие магнитного поля установки СПИН вызывает отклонение протонов от горизонтальной плоскости, поэтому в магнитном спектрометре регистрируются лишь те частицы, чьи вертикальные компоненты углов достигают определенной величины. В этой связи с помощью подпрограммы JANE нами предварительно проводились расчеты траекторий частиц с заданным импульсом P_0 с начальными углами θ_0, φ_0 и определялись азимутальные углы φ_1 на выходе из области магнитного поля [5]. Далее, для

средней траектории из условия попадания в окно спектрометра с $\varphi_1 = 0$, определялся азимутальный угол $\bar{\varphi}_0$ рождения протона. Этот угол вводился в качестве поправки к расчетному для каждого разыгрываемого события, равному отношению вертикальной и горизонтальной составляющих импульса:

$$\varphi_0' = \bar{\varphi}_0 + \arctg\left(\frac{P_{y1}}{P_{z1}}\right). \quad (5)$$

Как нами было показано в работе [8], отклонение траекторий в вертикальном направлении приводит к тому, что при расположении центра мишени на оптической оси магнитного спектрометра его светосила уменьшается, и возникает необходимость вертикального смещения мишени вверх. В этой связи в программу введено следующее дополнение. Вместо вертикального смещения центра мишени, что привело бы к искажению реального хода траектории частиц при трассировании в магнитном поле ППМ, выполняется перенос конечной точки траектории на величину (ΔY):

$$\begin{aligned} X &= X_n, \\ Y &= Y_n + \Delta Y, \\ Z &= Z_n. \end{aligned} \quad (6)$$

Величины смещения ΔY рассчитывались нами заранее для различных кинематических условий. После расчета средней кинематики для каждого i -го события при помощи случайных величин разыгрывались: а) координаты точки рождения в мишени (X_i, Y_i, Z_i); б) энергия налетающих фотонов $E_{\gamma i}$ (подпрограмма EGAM); в) углы рождения протона в СЦМ $\vartheta_{p_i}^*$, $\varphi_{p_i}^*$ (подпрограмма ANGLE). Далее рассчитывались составляющие импульса протона в Л.С. с учетом поправки на азимутальный угол, выполнялись трассировка протона в магнитном поле установки СПИН и смещение конечной точки траектории на выходе из поля. После трассировки протона выходные параметры траектории переводились в систему координат, связанную с оптической осью магнитного спектрометра и вызываемой подпрограммой MAGESP, рассчитывалось прохождение частицы в магнитном спектрометре. В случае регистрации протона управление передается подпрограмме DECAY и проверяется условие попадания одного из распадных γ -квантов π^0 -мезона в «окно» черенковского спектрометра. Подробно описание этой подпрограммы дано в работе [10]. Зарегистрированные в обоих спектрометрах события записывались как полезные и передавались в счетчик-накопитель программы. После накопления заданного количества событий выполнялось обращение к подпрограмме гистограммирования (HISTO).

На рис. 3 представлены результаты расчета Монте-Карло в эксперименте типа G и H реакции $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ при $E_\gamma = 1,5$ ГэВ и $\theta_{\pi^0}^* = 110^\circ$, где приведены гистограммы энергии налетающих фотонов (E_γ), азимутального угла зарегистрированных в магнитном спектрометре протонов (φ_0) и энергии π^0 -мезонов (E_{π^0}).

На основе расчетных данных Монте-Карло проведены исследования влияния магнитного поля установки СПИН на светосилу спектрометров, регистрирующих вторичные частицы, в зависимости от вертикального смещения мишени (ΔY). Результаты при среднем импульсе $P = 1,4$ ГэВ/с представлены на рис. 4, где точки соответствуют расчетам в случае регистрации только магнитным спектрометром, а крестики — совпадений между магнитным и черенковским спектрометрами. Данные нормированы на светосилу спектрометров, когда поле установки СПИН выключено

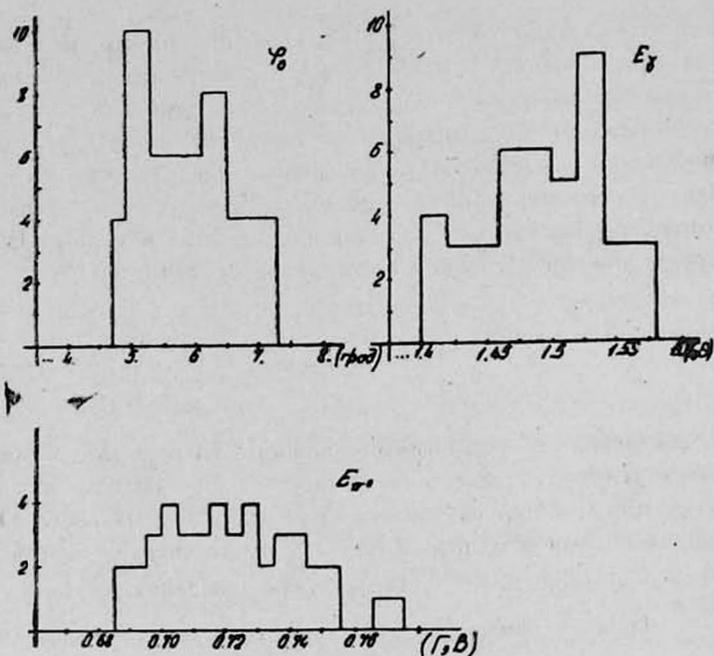


Рис. 3. Гистограммы расчета кинематических параметров в эксперименте типа G и H .

($H = 0$). Расчеты выполнены для поля $H = 2,7$ Тл. Максимумы кривых приходят на значение $\Delta Y = 2$ см, при котором наблюдается увеличение светосилы в случае регистрации лишь магнитным спектрометром в 1,5 раза, а в случае регистрации совпадений ($P-\gamma$) в 2,4 раза по сравнению с вариантом без смещения мишени.

3. Экспериментальная методика и оценка ожидаемого выхода реакции

Обобщая полученные результаты, рассмотрим методику измерений экспериментальных выходов, необходимых для выделения G и H -параметров. Для каждой выбранной кинематики предполагается проводить измерения в следующей последовательности. Аппендикс мишени заполняется жидким водородом и в соответствии с комбинацией ориентаций кристалла алмаза и угла поворота ППМ проводятся 4 измерения ($C_{H_1}^{+45}$, $C_{H_1}^{-45}$, $C_{H_2}^{+45}$, $C_{H_2}^{-45}$). Затем аппендикс заполняется рабо-

чим веществом (этиленгликоль с парамагнитными добавками) и проводятся измерения 8 величин, отличающихся комбинацией векторов поляризации протонов и фотонов, а также аксиальных углов ППМ C_{1+}^{45} , C_{1-}^{45} , C_{2+}^{45} , C_{2-}^{45} , C_{1+}^{-45} , C_{1-}^{-45} , C_{2+}^{-45} , C_{2-}^{-45} . Измерения при смене знака поляризации протонов позволяют избавиться от вклада в экспериментальные выходы вклада Т-асимметрии [5]. Затем 2 измерения проводятся при „нарушенной“ кинематике для получения фонового вклада от процессов множественного рождения пионов, вызванных высокоэнергетической частью фотонного спектра.

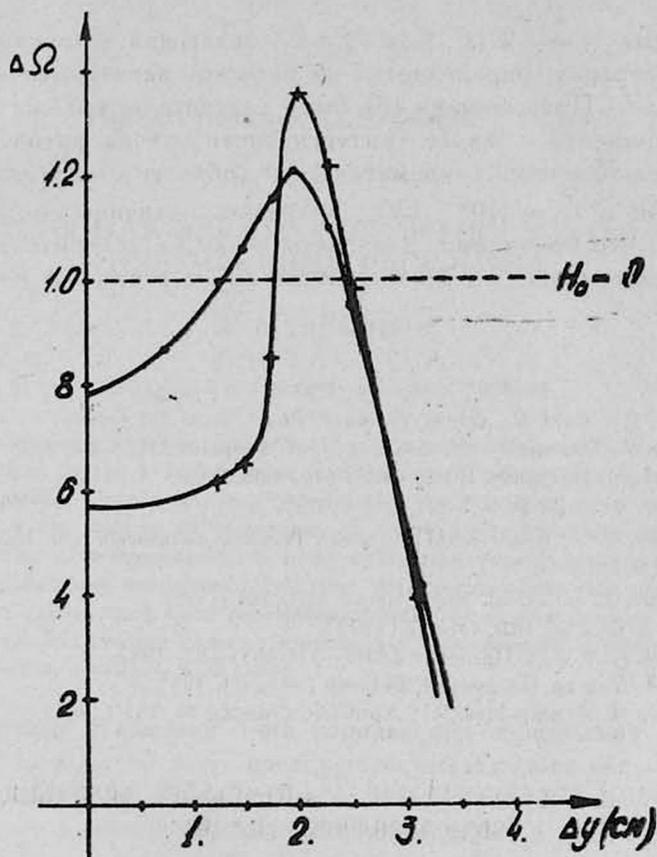


Рис. 4. Зависимость светосилы установки от вертикального смещения мишени: точки — при регистрации магнитным спектрометром; крестики — в случае совпадений ($P-\gamma$).

Используя данные расчетов по Монте-Карло, а также известные значения дифференциальных сечений исследуемой реакции, можно оценить ожидаемое число событий. Выражение, связывающее экспериментальный выход с дифференциальным сечением, напомним в виде:

$$C = f \int \left(\frac{dn}{dE_\gamma} \right) N_p \frac{d\sigma}{d\Omega^*} (E_\gamma, \theta_\pi^*) W(E_\gamma, \theta_\pi^*) d\Omega^* dE_\gamma, \quad (7)$$

где $\left(\frac{dn}{dE_\gamma} \right) E_\gamma, \theta_\pi^* dE_\gamma$ — число налетающих фотонов в энергетичес-

ком интервале $E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma$; N_p — число протонов на 1 см^2 мишени; $d\sigma/d\Omega^*$ — дифференциальное сечение реакции в с. ц. м.; $W(E_\gamma, \theta_\pi^*)$ — вероятность регистрации; f — общий поправочный коэффициент.

Пренебрегая функциональной зависимостью слабо меняющихся величин, которые можно вынести из—под знака интеграла, взяв их при средних значениях \bar{E}_γ и $\bar{\theta}_\pi^*$, получим для выхода исследуемого процесса:

$$C = f N_p N_T \frac{d\sigma}{d\Omega^*} \cdot J, \quad (8)$$

где интеграл $J = \int W(E_\gamma, \theta_\pi^*) d\Omega^* dE_\gamma$, задающий величину эффективности регистрации, определяется из расчетов эксперимента методом Монте-Карло. При помощи (8) были рассчитаны выходы планируемого эксперимента в случае интенсивности пучка фотонов $\sim 10^9$ эф. кв/с. В предполагаемой кинематической области исследований $E_\gamma = 0,9 - 1,5 \text{ ГэВ}$ и $\theta_\pi^* = 110^\circ - 130^\circ$ получены величины порядка 50 — 80 соб/час., что приемлемо для выполнения на ускорителе эксперимента по измерению G и H — наблюдаемых в реакции $\gamma P \rightarrow P \pi^0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Copley L. A., Karl G., Obryk E. Nucl. Phys., B13, 303 (1969)
2. Barker I. S., Donnachie A., Stofrow J. K. Preprint DL/P 232 1975.
3. Сирунян А. М. Препринт ЕФИ—1083 (46)—88, 1988.
4. Worden R. P. Nucl Phys., B37, 253 (1972).
5. Голендухин А. Л. и др. ВАНТ, серия: Техника физического эксперимента, 1986, вып. 4 (30), 12.
6. Abrahamian L. O. et. al. Phys. Lett., 38B, 544 (1972).
7. Абрамян А. О. и др. ЯФ, 18, 817 (1973).
8. Вартапетян Г. А. и др. Препринт ЕФИ—576 (63)—82, 1982.
9. Казарян А. П. и др. Препринт ЕФИ—49 (34)—81, 1981.
10. Голендухин А. Л. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 20, 301 (1985).

ԲԵՎԵՌԱՅՎԱԾ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ π^0 - ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՄԱՆ G և H ՏԻՊԻ ԳԻՏԱՓՈՐԶԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Ա. Լ. ԳՈՒՆԵՎՈՒՆԻՆ, Ի. Ի. ԴԱՆԻԼԵՆԿՈ, Հ. Պ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ,
Ժ. Վ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ

Նկարագրված է G և H բևեռացման պարամետրերի չափման մեթոդիկան, բերվում է π^0 -մեզոնների ֆոտոմեման կրկնակի բևեռացված գիտափորձի Մոնտե-Կարլո աշվարկը $E_\gamma = 0,9 - 1,5$ ԳԵՎ և $\theta_\pi^* = 110^\circ - 130^\circ$ անկյունների ղեկգում: Ստացված ավելիների հիման վրա տրվում է π^0 -ֆոտոմեման ուղեցիայի էլիքի զնաչատականը:

CALCULATION OF "G" AND "H" EXPERIMENT ON π^0 -MESON PHOTOPRODUCTION FROM POLARIZED PROTONS

A. L. GOLENDUKHIN, I. I. DANILENKO, H. P. KAZARYAN,
ZH. V. MANUKYAN, A. M. SIRUNYAN

The technique for measurement of G and H parameters is described and Monte-Carlo calculations of double polarization experiment on π^0 -meson photoproduction is carried out for energy region $E_\gamma = 0.9-1.5$ GeV and pion angles $\theta_{\pi^0}^* = 110^\circ-130^\circ$ in the CMS. On the basis of obtained results the π^0 photoproduction reaction yields are estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 11—17 (1990)

УДК 537.874.6

О ЗОНАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАСКРЫВОВ

Г. Г. ТРИБУНЯН

(Поступила в редакцию 20 марта 1989 г.)

Исследованы фазовые искажения n -ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства в рамках теории дифракции Кирхгофа. Определены пространственные границы n -ой зоны поля излучения в зависимости от расстояния от излучающего раскрыва до точки наблюдения и от направления в точку наблюдения при различных максимальных фазовых искажениях. Найден предельные положения пространственных границ n -ой зоны электромагнитного поля излучающих систем при стремлении степени фазовых искажений к бесконечности. Оценен объем пространства, занимаемого n -ой зоной.

Фазовые искажения n -ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства исследованы мало. Подробнее исследованы линейные, квадратичные и кубические фазовые искажения в зависимости от расстояния до точки наблюдения и лишь для дальней зоны и зоны Френеля [1, 2, 3]. Очень мало исследованы фазовые ошибки в зависимости от направления в точку наблюдения [4, 5]. В настоящей работе на основании теории дифракции Кирхгофа исследованы фазовые критерии зон электромагнитного поля излучающих систем.

В теории дифракции Кирхгофа электромагнитное поле излучающих систем в пространстве определяется посредством формулы Гюйгенса—Кирхгофа [3]

$$E_Q = A \int_S E_s \frac{e^{-ikr_s}}{r_s} ds, \quad (1)$$