ФОТОРОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ - ME3OHOB В МОДЕЛИ КОМПЛЕКСНЫХ МОМЕНТОВ

Р. П. ГРИГОРЯН, А. Ц. АМАТУНИ, Г. Г. АРАКЕЛЯН, Ш. С. ЕРЕМЯН

Используя экспериментальные данные, полученные в дейтерневой пузырьковой камере по фоторождению ρ^{-} -мезонов при средней энергии $E_7 = 1,95 \ \Gamma$ эв, даны предсказания для поведения дифференциальных сеченый фоторождения ρ^+ -мезонов при различных энергиях, а также рассчитаны соответствующие коэффициенты четностной асимметрии.

В предлагаемой работе рассматривается фоторождение р и 9^{p+}-мезонов в реакциях

$$\gamma n \to \rho^- p, \ \gamma p \to \rho^+ n$$
 (1)

в модели, учить вакщей π^- , ρ^- , A_2 -- полкса Гедже и ρP , $A_2 P$, πP -- q разрезы.

Фоторождение заряженных р-мезонов на нуклонах эксперимент тально изучено слабо; имеются только сравнительно скудные данные т группы Аахена—Бонна—Гамбурга—Гейдельберга—Мюнхена по фоторождению р-мезона в дейтериевой пузырьковой камере [1]. Нам представляется, однако, что теоретическое рассмотрение этого процесса с использованием результатов работы [1], несмотря на свое нео совершенство, будет полезно для обработки и анализа новых экспериментальных данных.

Для описания реакций (1) применен формализм, развитый в работах [2, 3, 4].

Реакции (1) описываются 12 спиральными амплитудами. Как обычно [2], вводим свободные от кинематических сингулярностей *t*-канальные спиральные амплитуды и получаем три соотношения конспирации:

$$\bar{f}_{00} - i\bar{f}_{10}^+ = 0 (\sqrt{t}),$$
 (2a)

$$\overline{f}_{01}^{-} - i\overline{f}_{11}^{+} = 0 \ (\sqrt{t}),$$
 (2b)

$$\overline{f_{02}} - i \, \overline{f_{12}} = 0 \, (\sqrt{t}),$$
 (2 c)

нричем $\overline{f}_{\lambda\mu} = \overline{f}_{\lambda\mu}^R + \overline{f}_{\lambda\mu}^\epsilon$, где $\overline{f}_{\lambda\mu}^R$ — полюсная часть амплитуды, $\overline{f}_{\lambda\mu}^\epsilon$ — разрезная.

Для полюсных частей амплитуды из (2) выбираем неуловимые решения. При этом кинематические факторы, стоящие перед полюсными частями амплитуд, без учета поправок на пороге $t = \mu^2$ (здесь порог и псевдопорог совпадают), примут следующий вид



$K_{00}^{+} = 2 \left(t - \mu^{2}\right)^{-1} \left(t - 4m_{N}^{2}\right)^{-1/2}; K_{10}^{-} = \frac{1}{2} t^{1/2} \left(t - 4m_{N}^{2}\right)^{1/2};$	
$K_{00}^{-} = \frac{1}{2} t^{1/2} (t - \mu^2)^{-1}; K_{10}^{+} = 1;$	
$K_{01}^+ = 1;$ $K_{11}^+ = t^{1/2};$	(3)
$K_{01}^{-} = \frac{1}{2} t^{1/2} (t - 4m_N^2)^{1/2}; K_{11}^{-} = \frac{1}{2} (t - 4m_N^2)^{1/2};$	A COLUMN
$K_{02}^{+} = \frac{1}{2} (t - \mu^2) (t - 4m_N^2)^{1/2}; K_{12}^{+} = \frac{1}{2} t^{1/2} (t - \mu^2) (t - 4m_N^2)^{1/2};$	
$K_{02} = \frac{1}{2} t^{1/2} (t - \mu^2) (t - 4m_N^2); K_{12} = \frac{1}{4} (t - \mu^2) (t - 4m_N^2),$	

где m_N — масса нуклона,

и – масса р-мезона.

Уравнения же на пороге $t = \mu^2$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \overline{f_{00}}^{+} + \sqrt{2} Z_{t} \overline{f_{01}}^{+} + Z_{t}^{2} \overline{f_{02}}^{+} &= X_{1} (t) (t - \mu^{2}); \\ - Z_{t}^{-} \overline{f_{10}}^{-} + \sqrt{2} Z_{t} \overline{f_{11}}^{+} + Z_{t}^{2} \overline{f_{12}}^{+} &= X_{2} (t) (t - \mu^{2}); \\ (t - \mu^{2}) (\overline{f_{00}}^{+} - Z_{t}^{2} \overline{f_{02}}^{+}) &= X_{3} (t) (t - \mu^{2}); \\ (t - \mu^{2}) (Z_{t} \overline{f_{10}}^{+} + Z_{t}^{2} \overline{f_{12}}^{+}) &= X_{4} (t) (t - \mu^{2}); \\ \overline{f_{00}}^{-} + \sqrt{2} Z_{t} \overline{f_{01}}^{-} + Z_{t}^{2} \overline{f_{02}}^{-} &= Y_{1} (t) (t - \mu^{2}); \\ \overline{-} Z_{t} \overline{f_{10}}^{+} + \sqrt{2} Z_{t} \overline{f_{11}}^{-} + Z_{t}^{2} \overline{f_{12}}^{-} &= Y_{3} (t) (t - \mu^{2}); \\ (4b) \\ (t - \mu^{2}) (\overline{f_{00}}^{-} - Z_{t}^{2} \overline{f_{00}}^{-}) &= Y_{0} (t) (t - \mu^{2}); \end{aligned}$$

$$(t-\mu^2)(Z_{\tau}\overline{f_{10}}+Z_t^2\overline{f_{12}})=Y_4(t)(t-\mu^2),$$

где $X_i(t)$ и $Y_i(t)$ — гладкие функции.

Оставляя в (4) ведущие члены по (s - u), мы получаем следующие соотношения между амплитудами, свободными от кинематических сингулярностей:

$$\begin{split} \tilde{f}_{02}^{+} &= \frac{4}{\mu^{2}(s-u)^{2}} \left[\tilde{f}_{00}^{R+} + \tilde{f}_{00}^{C+} \right]; \quad \tilde{f}_{02} = \frac{2}{(s-u)^{2}} \left[\frac{1}{\mu^{2}} \tilde{f}_{00}^{R-} + \tilde{f}_{00}^{C-} \right]; \\ \tilde{f}_{00}^{+} &= -\frac{2\sqrt{2}}{\mu (s-u)} \left[\tilde{f}_{00}^{R+} + \tilde{f}_{00}^{C+} \right]; \quad \tilde{f}_{01} = \frac{-\sqrt{2}}{s-u} \left[\frac{1}{\mu} \tilde{f}_{00}^{R-} + \mu \tilde{f}_{00}^{C-} \right]; \\ \tilde{f}_{12}^{+} &= -\frac{2}{s-u} \left[\frac{1}{\mu^{2}} \tilde{f}_{10}^{R+} + \tilde{f}_{10}^{C+} \right]; \quad \tilde{f}_{12}^{-} = -\frac{2}{s-u} \left[\tilde{f}_{10}^{R-} + \tilde{f}_{10}^{C-} \right]; \\ \tilde{f}_{11}^{+} &= \sqrt{2} \left[\frac{1}{\mu} \tilde{f}_{10}^{R+} + \mu \tilde{f}_{10}^{C+} \right]; \quad \tilde{f}_{11} = \sqrt{2} \mu \left[\tilde{f}_{10}^{R-} + \tilde{f}_{10}^{C-} \right]. \end{split}$$
(5)

Отсюда видно, что независимыми являются только 4 амплитуды. Следуя [3, 4], мы предположим, что приведенные амплитуды достаточно гладки и соотношения (5) могут быть продолжены в область отрицательных t. Сделанное допущение существенно упрощает вычисления. Как было показано в работе [4], оно не противоречит экспериментальным данным по фоторождению ρ° , ω и φ -мезонов.

Амплитуды с обменом натуральной четностью в *t*-канале параметризованы следующим образом:

$$\widetilde{f}_{\lambda\mu}^{\pm} = \frac{1 + \sigma e^{-i\pi \alpha}}{\sin \pi \alpha} g_{\lambda\mu}^{\pm}(\alpha) \gamma_{\lambda\mu}^{\pm}(t) (\alpha + 1) \frac{\Gamma\left(\alpha + \frac{3}{2}\right)}{\sqrt{\pi}\Gamma(\alpha + 1)} \left(\frac{s - u}{s_0}\right)^{\alpha - \max\left(|\lambda|, |\mu|\right)}, \quad (6)$$

где $\gamma_{\lambda\mu}^{\alpha}(t)$ — вычет соответствующего полюса Редже; σ — сигнатура обмениваемого полюса;

 $g_{\lambda\mu}^{\pm}(\alpha)$ — фактор убийства духа, для которого выбирается механизм Гелл-Манна (см. также [4]). Как и в работах [3, 4], вклад π -траектории взят в виде реджезованной борновской амплитуды:

$$\bar{f}_{00}^{\pi-} = \frac{1+e^{-i\pi\alpha_{\pi}}}{2\sin\pi\alpha_{\pi}} |t|^{1/2} |t-\mu^{2}| \pi\alpha_{\pi}'(m_{\pi}^{2}) \frac{g_{\gamma\rho\pi} g_{\pi NN}}{\mu} \left(\frac{s-u}{s_{0}}\right)^{\alpha_{\pi}(t)}, \quad (7)$$

где $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi^{\circ} \gamma} = 0,06$ Мэв.

Разрезы параметризуются в следующем виде:

$$\tilde{f}_{\lambda\mu}^{c\,(A_{3}P)\,\pm} = a_{\lambda\mu}^{A_{3}\pm} \frac{e^{bt} e^{-\frac{l\pi}{2} a_{c}_{A_{3}}}}{\sin \frac{\pi}{2} a_{c}_{A_{3}}} - a_{c} \frac{\left(\frac{s-u}{s_{0}}\right)^{a_{c}}}{\ln \left(\frac{s-u}{s_{0}}\right) + d - \frac{i\pi}{2}};$$

$$\tilde{f}_{\lambda\mu}^{c\,(\rho P)\pm} = a_{\lambda\mu}^{\rho\pm} \frac{e^{bt} e^{-\frac{\pi u}{2} a_{c\rho}}}{\cos \frac{\pi}{2} a_{c\rho}} (a_{c\rho} + 1) \frac{\left(\frac{s-u}{s_0}\right)^{c_{\rho}}}{\ln\left(\frac{s-u}{s_0}\right) + d - \frac{i\pi}{2}}; \quad (8)$$

$$\widetilde{f}_{\lambda\mu}^{c\,(\pi P)\,\pm} = a_{\lambda\mu}^{\pi\pm} \frac{e^{bt} e^{-\frac{l\pi}{2}a_{c_{\pi}}}}{\sin\frac{\pi}{2}a_{c_{\pi}}} a_{c_{\pi}} \frac{\left(\frac{s-u}{s_{0}}\right)^{a_{c_{\pi}}}}{\ln\left(\frac{s-u}{s_{0}}\right) + d - \frac{i\pi}{2}}$$

где ада, b и d — параметры разреза.

Для разрезных частей амплитуд выбрано конспиративное решение соотношений (2b) и (2c), а соотношение (2a) с необходимостью требует неуловимого решения (в силу разного s-поведения входящих в него амплитуд). Это приводит к следующим соотношениям для констант разрезов:

$$ma_{02}^{A_{3}-} = a_{12}^{A_{3}+}, \quad ma_{01}^{A_{3}-} = a_{11}^{A_{3}+},$$

$$ma_{02}^{p-} = a_{12}^{p+}, \qquad ma_{01}^{p-} = a_{11}^{p+},$$

$$a_{02}^{\pi-} = 0, \qquad a_{01}^{\pi-} = 0.$$
(9)

Далее, используя (5), (8) и (9), мы получим следующее соотношение между константами разрезов в амплитудах с натуральной и ненатуральной четностью:

$$a_{00}^{A_{a}, \rho} = -i \ a_{10}^{A_{a}, \rho}. \tag{10}$$

Поскольку экспериментальные данные [1] ограничены (всего семь точек при одной энергии), для уменьшения числа свободных пэраметров, входящих в рассматриваемую модель, можно учесть следующие обстоятельства:

1. Параметры b и d разрезов, как показывают предыдущие расчеты [4, 5], оказываются близкими по величине 'для различных процессов. Это позволяет нам принять их равными b = 1,55, d = 1,955 [4].

2. Используя соотношения изотопической инвариантности, мы связываем значения вычета A_2 -траектории и констант п-обмена в реакциях фоторождения ρ^{\pm} -мезонов с соответствующими значениями в реакции фоторождения ρ° -мезона ($\gamma_{00}^{A_2} = 65,02 \, (m\delta)^{1/2} \, \Gamma_{\mathfrak{B}} \mathfrak{s}^2$; $\gamma_{10}^{A_3} = 13,74 \, (m\delta)^{1/2} \, \Gamma_{\mathfrak{B}} \mathfrak{s}^4$), которые получены в работе [4].

3. Используя существующие теоретические и экспериментальные данные, мы принимаем сильное вырождение р и A_2 -траекторий. Это позволяет в рамках существующих моделей расчета разрезов принять равными с точностью до зиака также и параметры ρP и $A_2 P$ -разрезов.

Вклад р-траектории (соответственно ρ^{P} -разреза) отличается знаком в реакциях (1). Поэтому, с учетом сильного обменного вырождения, представляется два варианта выбора относительного знака ρ и A_2 -траекторий.

Вариант А.

Знаки ρ и A_2 -полюсов (соответственно ρP и $A_2 P$ -разрезов) одинаковы в реакции $\gamma p \rightarrow \rho^+ n$ и, следовательно, противоположны в реакции $\gamma n \rightarrow \rho^- p$.

Варнант В.

Знаки ρ и A_2 -полюсов (соответственно ρP и $A_2 P$ -разрезов) противоположны в реакции $p\gamma \rightarrow \rho^+ n$ и одинаковы в реакции $\gamma n \rightarrow \rho^- p$.

Мы не нашли теоретических оснований для выбора одного из этих вариантов, который поэтому может быть осуществлен только из сопоставления теоретических предсказаний для фоторождения ρ^+ -мезона с экспериментом.

В результате сделанных предположений в соотношения (10) в принятой модели остаются свободными четыре параметра от разрезов:

238

$a_{00}^{\wp P+} = \left| a_{00}^{A_{s}P+} \right|, \; a_{10}^{\wp P+} = \left| a_{10}^{A_{s}P+} \right|, \; a_{00}^{\pi P+} \; \text{m} \; a_{00}^{\pi P-}.$

Эти параметры находились из сравнения теоретических формул с экспериментальными данными по фоторождению р-мезона методом наименьших квадратов.

Результаты расчетов и предсказания для дифференциального сечения фоторождения p^+ -мезона в случае вариантов A и B представлены в табл. 1A, 1B и на рис. 1A и 1B для энергии квантов $E_{\tau} = 1,95; 3,0; 4,5; 8,0 \Gamma_{SB}$.



Рис. 1В. Дифференциальные сечения $\frac{1}{dt}$ фоторождения ρ^+ - и ρ^- -мезонов с учетом πP -разреза. (Вариант 1В). В обоих вариантах значения $\chi^2 (\chi^2_A = 0,74; \chi^2_B = 0,607)$ вполне удовлетворительны и, следовательно, этот критерий не дает оснований для выбора. Однако в случае варианта В модель предсказывает довольно большие значения для дифференциального сечения фоторождения ρ^+ -мезона при малых t. Эти значения заметно превышают соответствующие значения для ρ^- и приближаются к величине дифференциального сечения преимущественно диффракционного фоторождения ρ° -мезона, что дает основание считать вариант В менее вероятным.

В случае варианта А дифференциальное сечение фоторождения ρ^+ -мезона при энергии 1,95 Гэв в несколько раз больше сечения ρ^- мезона при |t| < 0,4 Гэв. Эти сечения сравниваются при $|t| \approx 0,4$ и при |t| > 0,4 сечение для ρ^- несколько превышает сечение для фоторождения ρ^+ .

Отметим, что с увеличением энергии эти различия имеют тенденцию к сглаживанию, что связано с уменьшением роли разрезов. Была рассмотрена также модель без учета низколежащего πP -разреза. В этом случае остается всего два свободных параметра. Результаты расчетов и предсказания даны соответственно в таблицах 2A и 2B и на рис. 2A, 2B.

Таблица 2А		A Case I a	Таблица 2В	
χa	1,41	<u>7</u> ,3	9,46 ·	
ap+	-115,75	a0+	-135,36	
a ^o + 10	- 94,815	a ^{p+} ₁₀	- 58,08	
	the start of the second start and the	the second and the second	A Contraction of the second	

В этой модели χ^2 для варианта В довольно велик ($\chi^2_B = 9,46$), что уже само по себе говорит в пользу варианта А ($\chi^2_A = 1,41$). Варианты А первой и второй моделей мало отличаются друг от друга. Это связано со сравнительно небольшой ролью πP -разреза, что и следовало ожидать из общих соображений. В случае же варианта В отличие в моделях довольно существенно (особенно при малых |t|, ср. рис. 1В и 2В), что обусловлено неправдоподобно большим вкладом πP -разреза в случае первой модели.

Были рассчитаны также коэффициенты четностной асимметрии P_{σ} в первой и второй моделях для вариантов А и В, которые представлены на рис. ЗА, ЗВ и 4А, 4В соответственно. Как и следовало ожидать, величина P_{σ} довольно чувствительна к моделям.

Результаты настоящей работы носят преимущественно качественный характер в силу необходимости нахождения свободных параметров модели по небольшому числу не очень точных и ограниченных экспериментальных данных, а также в силу ряда принятых в работе допущений (в частности, о виде полюсных и разрезных члеиов). Мы надеемся, однако, что приведенные расчеты могут быть использованы при получении и обработке новых экспериментальных данных; с дру-

240









Puc. 4B.

Четностная асимметрия *P*_σ для фоторождения ρ⁺- и ρ⁻-мезонов (кривой 'с индексом I соответствует энергия 1,95 *Гэв* и с индексом II-3 *Гэв*). — асимметрия для фоторождения р⁻-мезона, — — — асимметрия дли фоторождения

р⁺-мезона.
 Рис. ЗА — Вариант I А.
 Рис. ЗВ — Вариант I В.
 Рис. 4А — Вариант II А.
 Рис. 4В — Вариант II В.

гой стороны, более полные и точные эксперименты, естественно, позволили бы уточнить теорию.

Заметим, что фоторождение р⁺-мезона было рассмотрено ранее в работе Пиччиото [6], однако там была учтена только р-траектория (в виде реджезованной борновской амплитуды).

В недавней работе Леви, Глюка и Вагнера [7] (где даны ссылкина ранние работы Дрелла, Бермана и Маора) рассмотрен вклад р-обмена в борновском приближении в реакцию $\gamma n \to \rho^- p$. Полученное ими дифференциальное сечение реакции очень чувствительно к величине μ_{ρ} магнитного момента р-мезона; лучшее согласие с экспериментальными данными получается при $\mu_{\rho} = 2\mu_N$ и без учета поправок, связанных с градиентной инвариантностью.

Программирование задачи и вычисления на ЭВМ "Раздан-З" были осуществлены А. М. Зверевым. Авторы признательны за советы А. П. Гаряке и А. А. Григоряну и хотели бы отметить полезное обсуждение полученных результатов с сотрудниками группы профессора В. М. Харитонова.

Ереванский физический институт

Поступила 6.IV.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. ABHHM - Collaboration, Bonn PIB 3-16 (1970).

- J. P. Ader. M. Capdeville and H. Navalet, Nuovo Cim., 56A, 315 (1968);
 P. D. Veccia, F. Drago, M. L. Pociello, Nuovo Cim., 55A, 724 (1968).
- E. Gotsman and U. Maor, Phys. Rev., 171, 1495 (1968); E. Gotsman, P. D. Manheim and U. Maor, Phys. Rev., 186, 1703 (1969).
- 4. Ш. С. Еремян, А. Ц. Аматуни, Г. Г. Аракелян, А. П. Гаряка, А. М. Зверев, Доклад на Кневской конферевции, 1970 г.; препринт ЕФИ ТФ-12 (71).
- В. Ю. Глебов, А. Б. Кайдалов, С. Т. Сухоруков, К. А. Тер-Мартиросян, ЯФ. 10, 1065 (1969).

6. C. Picciotto, Phys. Rev., 171, 1648 (1968).

7. N. Levy, M. Glük, S. Wagner, Phys. Rev., D4, 874 (1971).

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ _Բ–ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԾՆՈՒՄԸ ԿՈՄՊԼԵՔՍԱՑԻՆ ՄՈՄԵՆՏՆԵՐԻ ՄՈԴԵԼՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Պ. ԳՐԻԳՈՐՑԱՆ, Ա. 8. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Գ. Հ. ԱՌԱՔԵԼՑԱՆ, Շ. Ս. ԵՐԵՄՑԱՆ

Օգտագործելով դեյտերիումային պղպջակային խցիկում $E_{\gamma} = 1,95$ ԳէՎ միջին էներգիայի դեպքում p^- մեզոնի ֆոտոծնման վերաբերյալ ստացված էքսպերիմենտալ տվյալները, տըրված են p^+ - մեզոնի ֆոտոծնման դիֆերենցյալ կտրվածքի վարքի կանխագուշակումները տարրեր էներդիաների դեպքում, Հաշվարկված են նաև զույգային ասիմետրիայի Համապատասխան գործակիցները։

PHOTOPRODUCTION OF CHARGED P-MESONS IN THE MODEL OF COMPLEX MOMENTA

R. P. GRÍGORIAN, A. Ts. AMATUNI, G. H. ARAKELIAN and Sh. S. YEREMIAN

Using the experimental data on ρ -photoproduction in deuterium bubble chamber at an average energy $E\gamma = 1.95$ GeV, we have calculated the behaviour of the differential cross section for ρ +-photoproduction at various energies and also the corresponding parity asymmetry.

242