

# ФОТОРОЖДЕНИЕ К-МЕЗОНОВ В МОДЕЛИ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ С УЧЕТОМ РАЗРЕЗОВ

Г. Г. АРАКЕЛЯН, А. Ц. АМАТУНИ, А. П. ГАРЯКА,  
Ш. С. ЕРЕМЯН, А. М. ЗВЕРЕВ

В работе рассмотрено фоторождение заряженных и нейтральных  $K$ -мезонов. В реакциях с образованием заряженных  $K$ -мезонов учтены вклады эвизивных  $K$  и  $K^*$  траекторий и конспирирующего  $K^*P$ -разреза. В фоторождении нейтрального  $K$ -мезона учтен вклад  $K^*$ -траектории и  $K^*P$ -разреза. Получены кривые для дифференциальных сечений и коэффициентов асимметрии рассматриваемых процессов.

Экспериментальные данные по фоторождению заряженных  $K$ -мезонов при высоких энергиях получены группой Рихтера на Стенфордском линейном ускорителе [1]. Характерными особенностями поведения сечений реакций  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  и  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  являются небольшой провал в направлении вперед, последующий максимум при  $|t| = m_K^2$  и дальнейший гладкий спад с отсутствием какой-либо структуры при больших  $|t|$ . Теоретическому рассмотрению этих процессов было посвящено несколько работ [2—6]. В частности, в работе [6] рассматривалась модель с учетом  $K^*$ -полюса и  $K^*F$ -разреза и было получено, что доминирующим является вклад разреза. При этом для наклона полюса Померанчука было получено сравнительно малое значение  $\alpha'_p = 0.2$  ( $\text{Гэв}^{-2}$ ).

После того, как первоначальный вариант настоящей работы был доложен на Киевской конференции 1970 г., нам стала известна работа Капелла и Тран Тхан Вана [7], в которой фоторождение  $K^+$ -мезонов рассматривалось в модели с учетом обменов сильно вырожденных  $K^* - K^{**}$  траекторий и соответствующего разреза. Учет в [7] обменного вырождения привел к исчезновению провала, обусловленного вкладом в сечение  $K^*$ -полюса, и тем самым, уменьшил роль разреза.

Однако сильное обменное вырождение обычно возникает в дуальных моделях без учета разрезов. Кроме того, принятие наклона полюса Померанчука равным нулю, как это сделано в [7], противоречит результатам последних обработок экспериментальных данных [8] по адрон-адронным взаимодействиям при высоких энергиях.

Полученные в работах [5—7], также как и в предлагаемой работе кривые для дифференциальных сечений удовлетворительно описывают существующие экспериментальные данные по фоторождению  $K^+$ -мезонов, однако заметно различаются в предсказаниях для коэф-

фициента асимметрии  $\Sigma = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{d\sigma^+ + d\sigma^-}$ . Поэтому окончательный выбор модели во многом будет определяться экспериментальными данными по измерению этой величины.

В настоящей работе предлагается и рассматривается следующая модель: в реакциях  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ,  $K^+ \Sigma^0$  учитываются вклады  $K$ - и  $K^*$ -траекторий и  $K^* P$ -разреза. Разрезом  $KP$  мы пренебрегаем, как низколежащим. Отличие от модели, принятой в [6], состоит в дополнительном учете  $K$ -траектории, в целях возможного уменьшения вклада разреза и увеличения наклона полюса Померанчука.

Рассматриваемые реакции описываются четырьмя сохраняющими четность спиральными амплитудами, свободными от кинематических сингулярностей [9]:

$$\tilde{f}_{\lambda\mu}^{\pm} = \tilde{f}_{\lambda\mu}^{\pm} / K_{\lambda\mu}^{\pm}, \quad (1)$$

где

$$K_{01}^+ = \frac{(t - m_K^2)(t - m_-^2)^{1/2}}{t^{1/2}}, \quad K_{01}^- = \frac{(t - m_K^2)(t - m_+^2)^{1/2}}{t^{1/2}}, \quad (2)$$

$$K_{11}^+ = \frac{(t - m_K^2)(t - m_-^2)^{1/2}}{t}, \quad K_{11}^- = \frac{(t - m_K^2)(t - m_+^2)^{1/2}}{t}$$

— кинематические факторы Ванг, и  $\lambda = \lambda_\gamma$ ,  $\mu = \mu_Y - \mu_N$ ,  $m_- = m_Y - m_N$ ,  $m_+ = m_Y + m_N$ .

Эти амплитуды должны удовлетворять соотношению конспирации [10]

$$\tilde{f}_{11}^- - \frac{m_-}{m_+} \tilde{f}_{11}^+ \sim O(t) \quad (3)$$

и псевдопороговому соотношению

$$\tilde{f}_{11}^- - m_- \tilde{f}_{01}^- \sim O(t - m_-^2). \quad (4)$$

Соотношение на пороге  $|t| = m_+^2$  не рассматривается, ввиду его удаленности от физической области.

Вклад полюсов учитывался в виде

$$\tilde{f}_{\lambda\mu}^{\pm} = \frac{1 \pm e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha} g_{\lambda\mu}^{\pm}(\alpha) \gamma_{\lambda\mu}^{\pm}(t) s^{\alpha(t)-1}, \quad (5)$$

$g_{\lambda\mu}^{\pm}(\alpha)$  — механизм уничтожения духа. Как и в работе [6], наилучшее согласие с экспериментом получается при использовании механизма Гелл-Мана

$$g(\alpha) = \alpha(\alpha + 1)(\alpha + 2). \quad (6)$$

Для полюсной части амплитуды выбиралось неувимое решение соотношений (3) и (4), удовлетворяющее также и соотношению факторизации [10]. Вклад разреза учитывался феноменологически, при этом параметризация выбиралась в виде

$$\tilde{f}_{\lambda\mu}^{\pm c} = \alpha_{\lambda\mu}^{\pm} e^{bt} e^{\frac{i\pi}{2}(\varphi - \alpha)} \frac{s^{2c(t)-1}}{\ln s + d - i \frac{\pi}{2}}. \quad (7)$$

Принимая для разреза конспиративное решение соотношений (3) и (4), получаем

$$a_{11}^- = \frac{m_-}{m_+} a_{11}^+ \quad \text{и} \quad a_{01}^- = \frac{1}{m_+} a_{11}^+. \quad (8)$$

Дифференциальное сечение процесса имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{8\pi(s-m_p^2)^2} \{ (|\bar{f}_{01}^+ + \bar{f}_{01}^-|^2 + |\bar{f}_{01}^+ - \bar{f}_{01}^-|^2) \sin^2 \theta_t + \\ + (1 - \cos \theta_t)^2 |\bar{f}_{11}^+ - \bar{f}_{11}^-|^2 + (1 + \cos \theta_t)^2 |\bar{f}_{11}^+ + \bar{f}_{11}^-|^2 \} \quad (9)$$

и для реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  содержит 9 свободных параметров. Эти параметры были получены из сопоставления с экспериментальными данными [1] при  $E_\gamma = 5, 8, 11$  и  $16$  Гэв.

При этом траектории  $\alpha_K$  и  $\alpha_{K^*}$  были взяты в виде

$$\alpha_K = -0,23 + 0,95 t, \\ \alpha_{K^*} = 0,23 + 0,95 t. \quad (10)$$

Рассматривалось несколько вариантов полюса Померанчука и лучшее описание экспериментальных данных получено при значении  $\alpha_p = 0,3$  (Гэв)<sup>-2</sup>, которое, как и в работе [6], меньше значения, получаемого при обработке других экспериментальных данных [8].

Наилучшее совпадение с экспериментом было получено при значении параметров, приведенных в табл. Соответствующее значение

Таблица

|                                                    |       |                                                |        |
|----------------------------------------------------|-------|------------------------------------------------|--------|
| $\gamma_{01}^K [\mu b^{1/2}]$                      | 1,5   | $\alpha_{01}^+ [\mu b^{1/2} \text{ Гэв}^{-1}]$ | 147,56 |
| $\gamma_{11}^K [\mu b^{1/2} \text{ Гэв}^{-1}]$     | 1,6   | $\alpha_{11}^+ [\mu b^{1/2}]$                  | 32,12  |
| $\gamma_{01}^{K^*} [\mu b^{1/2} \text{ Гэв}^{-1}]$ | 14,5  | $b$                                            | 1,211  |
| $\gamma_{11}^{K^*} [\mu b^{1/2}]$                  | 0,009 | $d$                                            | 0,140  |
|                                                    |       | $\varphi$                                      | 1,446  |

$\chi^2 = 40$  для 50 экспериментальных точек. Кривые наилучшего приближения приведены на рис. 1. Как и в работе [6], вклад разрезов оказался доминирующим. Вклад К-полюса в сечение мал, особенно при больших  $|t|$ .

Для описания реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  были использованы полученные значения параметров и соотношения  $SU(3)$  симметрии для вершин. Отношение  $\beta = f/d$  связей для векторных мезонов оставлено свободным параметром, не зависящим от спиральностей [11] (см., однако, [12], [13]). Значение  $\beta$  определялось из сравнения с экспериментальными данными по фоторождению  $K^+ \Sigma^0$  [1] и было найдено равным -3,1.

Была также сделана попытка получить отношение  $R$  сечений фоторождения  $K^+ \Sigma$  на дейтерии  $D_2$  и водороде  $H_2$ . Как видно из экспе-

риментальных данных [1], это соотношение может быть получено, если учесть экзотическую амплитуду с изотопспином  $I=3/2$ . Учет только амплитуды с  $I=1/2$  дает  $R=3$  (без поправок Глаубера, ко-

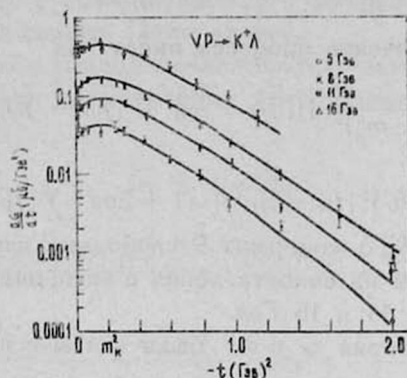


Рис. 1. Дифференциальные сечения для реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ .

торые для этих процессов, по-видимому, малы). Экспериментальное же значение  $R = 2,37 \pm 0,11$ . Рассматривался вклад в амплитуду с  $I=3/2$  двухреджеонного обмена, учитываемого в виде разреза. В реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  возможны разрезы  $\pi K^*$ ,  $A_2 K^*$  и  $\rho K^*$ , а также соответствующие разрезы с  $K$ -мезоном, которыми мы пренебрегли. Параметры экзотических разрезов, введенных по формуле (7), определялись из сопоставления с экспериментальными данными по дифференциальному сечению реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , при этом, как уже упоминалось, параметры амплитуды с  $I=1/2$  были получены из данных таблицы и соотношений  $SU(3)$  симметрии для вершин. При учете разрезов  $\rho K^*$  и  $A_2 K^*$  по отдельности оказалось, что  $R \approx 2,75$  при всех рассматриваемых энергиях. Учет только разреза  $\pi K^*$  приводит при 5 Гэв к сильной зависимости по  $t$ : величина  $R$  падает от значения 2,8 при  $|t| \approx 0,05$  до значения 2,2 при  $|t| = 2$ . При возрастании энергии эта зависимость от  $t$  быстро исчезает и  $R \approx 2,9$  при 16 Гэв.

Поскольку для получения экспериментального значения  $R = 2,37$  существенны интерференционные члены амплитуд с  $I=1/2$  и  $3/2$ , то полученные нами результаты зависят как от модели, принятой для экзотической амплитуды, так и от модели, используемой для  $I=1/2$ .

Из приведенных выше результатов видно, что рассчитанное нами отношение  $R$  меньше 3, что находится в качественном согласии с экспериментальными данными. Однако количественного согласия в рассматриваемых нами моделях получить не удалось.

Кривые для дифференциального сечения реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  при различных энергиях с учетом амплитуды  $I=3/2$  в виде  $\pi K^*$ -разреза приведены на рис. 2.

Используя полученные данные по реакциям  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ,  $K^+ \Sigma^0$  и соотношения  $SU(3)$  симметрии для вершин, были рассчитаны кривые для дифференциального сечения реакции  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ , приведенные на

на рис. 3. Хотя общий характер поведения кривых совпадает с поведением дифференциальных сечений фоторождения  $K^+\Lambda$  и  $K^+\Sigma^0$ , заметны некоторые отличия:

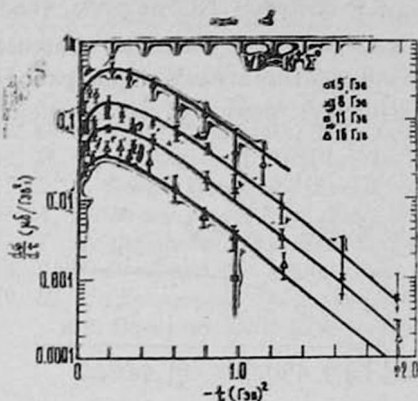


Рис. 2. Дифференциальные сечения для реакции  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ .

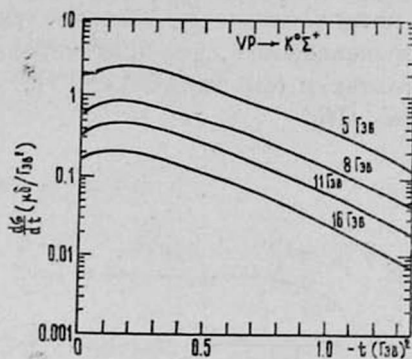


Рис. 3. Дифференциальные сечения для реакции  $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$ .

а) величина сечения  $K^0\Sigma^+$  в несколько раз больше соответствующих значений сечений  $K^+\Lambda$  и  $K^+\Sigma^0$ , что обусловлено коэффициентами  $SU(3)$  симметрии для вершин;

б) провал при  $t=0$  и последующий пик менее выражены;

в) спад сечений при больших  $|t|$  более пологий.

Сопоставление этих данных с экспериментальными затруднено тем, что во всех известных нам работах, выполненных на разных ускорителях [14–17], рассматривался полный выход  $K^0$ -мезонов в зависимости от энергии фотонов. В работе [14] Манчестерской группы даны, правда, с большими ошибками, верхние оценки для сечения рассмотренной нами реакции  $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$ . Наши данные по порядку величин совпадают с этими оценками. Заметим, однако, что по результатам работы [14] дифференциальное сечение рассматриваемой реакции имеет тенденцию к росту с возрастанием энергии, что противоречит приведенным на рис. 3 предсказаниям, и, по-видимому, связано с неполным учетом примеси неупругих процессов.

В работе Манчестерской группы проведено сопоставление полученных экспериментальных данных с моделью Дрелла и Жакоба [18] (обмен  $K$ -мезоном с учетом абсорбционных поправок в конечном состоянии). Величина сечений в указанной модели существенно зависит от ширины  $\Gamma$  радиационного распада  $K^*(890) \rightarrow K^0\gamma$ . Как отмечено в [14], если принять эту величину, согласно  $SU(6)$ , равной  $0,23 \text{ Мэв}$ , то получаемое сечение более чем на порядок оказывается выше как экспериментальных оценок, так и наших результатов; значения  $\Gamma = 0,028 \text{ Мэв}$  и  $\Gamma = 0,0055 \text{ Мэв}$ , полученные с учетом нарушений  $SU(6)$ , дают для дифференциального сечения величины, совместимые

с экспериментальными оценками. Однако угловое распределение в [18] и в нашей модели различно.

Модель, основанная на фоторождении  $\phi$ -мезона с последующим распадом  $\phi \rightarrow K_L^0 + K_S^0$ , дает малый вклад в сечение. Кроме того, угловое распределение  $\Lambda_L^0$  в этом случае определяется во многом угловым распределением  $\phi$ , что противоречит приведенным в настоящей работе результатам (см. также [19]) и, по-видимому, результатам экспериментов [16].

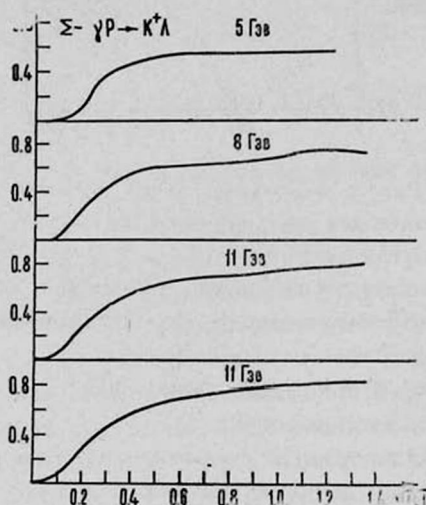


Рис. 4. Коэффициент асимметрии для реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ .

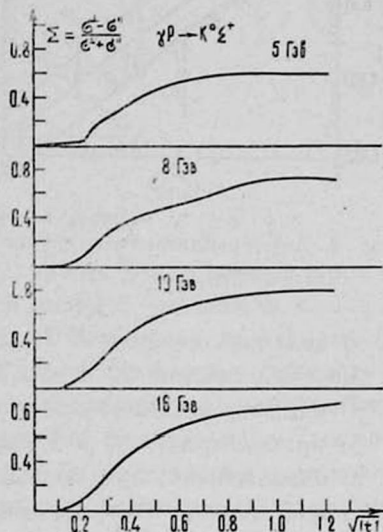


Рис. 5. Коэффициент асимметрии для реакции  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ .

На рис. 4 и 5 приведены кривые для коэффициента асимметрии для реакций  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  и  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ . Вклад амплитуд с ненатуральной четностью ( $K$ -мезон и ненатуральная часть  $K^*P$ -разреза) заметен при энергиях 5 и 8 Гэв даже и при больших  $|t|$ . С ростом энергии вклад амплитуд с ненатуральной четностью уменьшается.

Как уже упоминалось, экспериментальное исследование коэффициентов асимметрии для рассматриваемых реакций может послужить довольно жестким критерием отбора для различных теоретических моделей.

Поступила 22.VI.1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett., 22, 1131 (1969), A. M. Boyarski et al. SLAC-PUB-803, September 1970.
2. J. P. Ader, M. Capdeville, Ph. Salin, Nucl. Phys., B3, 407 (1967).
3. J. S. Ball, W. R. Frazer, M. Jacob, Phys. Rev. Lett., 20, 518 (1968).
4. F. Heney, Phys. Rev., 170, 1619 (1968).

5. J. Fröland, Nucl. Phys., B12, 410 (1969).
6. A. Borgese, M. Colocci, TH. -1024—CERN (1969).
7. A. Capella, J. Tran Thanh Van, Orsay preprint (Nov. 1970).
8. В. Ю. Глебов, А. Б. Кайдалов, С. Т. Сухорыков, К. А. Тер-Мартirosян, ЯФ 10, 1065 (1969). V. Barger, H. J. N. Phillips, Phys. Rev. Lett., 24, 291 (1970).
9. J. P. Ader, M. Capdeville, H. Navalet, Nuovo Cim., 56A, 315 (1968).
10. P. Di Vecchia, F. Drago, Nuovo Cim., 63A, 1247 (1969).
11. V. Barger, M. Olsson, Phys. Rev., 146, 1080 (1966).
12. K. V. L. Sarma, D. D. Reeder, Nuovo Cim., 53A, 808 (1968).
13. C. Michael R. Odorico, TH. 1282—CERN (1971).
14. M. G. Albrow et al., DNPL/P45 (1970).
15. D. G. Cassel et al., CLNS—130 (1970).
16. A. D. Brody et al., Phys. Rev. Lett., 22, 966 (1969).
17. Т. А. Асатиани и др. Письма ЖЭТФ (в печати).
18. S. D. Drell and M. Jacob, Phys. Rev., 138B, 1312 (1965).
19. Ш. С. Еремян, А. Ц. Амапуни, Г. Г. Аракелян, А. П. Гаряка, А. М. Зверев, Препринт ЕФИ—ТФ-12 (71).

ՌԵԶՅԵ ՌԵՎԵՆՆԵՐԻ ՄՈԴԵԼՈՒՄ Կ-ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՐՈԴՈՒՄԸ

ԿՏՐՎԱԾՔՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄՈՎ

Գ. Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ա. Ց. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Ա. Պ. ԳԱՐՅԱԿԱ,  
Շ. Ս. ԵՐԵՄՅԱՆ, Ա. Մ. ԶՎԵՐԵՎ

Աշխատության մեջ քննարկված է լիցքավորված և չլիցքավորված Կ- մեզոնների ֆոտոռոդումը:  
Լիցքավորված Կ- մեզոնների առաջացումով ռեակցիաներում հաշվի են առնվում էվադի-  
վային Կ և Կ\* հետադժերի և կոնսպիրացիոն կտրվածքի ներդրումները:

Չլիցքավորված Կ- մեզոնի ֆոտոռոդում ղեկավարում հաշվի է առնված Կ\* հետադժի և Կ\*P -կտր-  
վածքի ներդրումը:

Ստացված են կոերի դիտարկվող պրոցեսների դիֆերենցիալ կտրվածքի և ասիմետրիայի  
գործակից համար:

## PHOTOPRODUCTION OF K-MESONS IN REGGE POLE MODEL WITH CUTS

G. H. ARAKELYAN, A. TS. AMATUNI, A. P. GARYAKA,  
SH. S. YEREMYAN, A. M. ZVEREV

The photoproduction of charged and neutral  $K$ -mesons in reactions  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ,  $K^+ \Sigma^0$ ,  $K^0 \Sigma^+$  is considered, and curves for differential cross sections and asymmetry coefficients are obtained. For the production of charged kaons the evasive  $K$  and  $K^*$  trajectories and the conspiring phenomenological  $K^*P$ -cut are taken into account. The parameters of the model were obtained by fitting the data on the differential cross section for  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Using these results and SU (3) symmetry for the vertices the parameters for  $I=1/2$  amplitude of the reaction  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , are calculated. The parameter  $\beta$  (ratio of vector meson-baryon  $f$ - and  $d$ -couplings) is taken the same for the spin-flip and non-spin-flip amplitudes and left free. An attempt to take into consideration the exotic-channel  $I=\frac{3}{2}$  amplitude as the  $\rho K^*$ ,  $A_2 K^*$  or  $\pi K^*$  cuts is made. The parameters of these

cuts and  $\beta$  are obtained by fitting our curves to the differential cross section for  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Then the ratio  $R = D_2/H_2$  for  $K^+$  photoproduction is calculated in the qualitative agreement with the experimental data.

The differential cross sections and asymmetry parameter for the reaction  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$  are predicted, using the parameters for  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  (without exotics and  $K$ -trajectory). The obtained cross sections coincide with the experimental upper limits reported by the Manchester and Yerevan group by the order of  $10^{-2}$  magnitude.

It seems that the choice between different models of  $K$ -meson photoproduction will be possible after the experimental measurements of asymmetry coefficients for different values of  $E_\gamma$  and  $t$ .