

Мариш-ашрыйша, араппрульбавт XV, № 3, 1962 Физико-математические науки

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

В. М. Арутювян

О фоторождении - и К-мезонов

Введение

Процессы фоторождения *π*-мезонов на нуклонах при низких энергиях изучались многими авторами с помощью лисперсионнных соотношений (более подробно см. в [1]). Несмотря на то, что в некоторых теоретических работах не учитывалась отдача нуклона, в других—*пл*-взаимодействие, тем не менее имеется довольно хорошее соглясие с экспериментом.

В области высоких энергий (выше порога фоторождения двух -мезонов) дисперсионные уравнения перестают быть правильными в последовательное изучение процессов фоторождения п-мезонов стаковится невозможным.

В случае фоторождения странных частиц имеет место другая сигуация. Хотя в принципе нетрудно написать дисперсионные соотношения и в этом случае, однако, из-за высокого порога фоторождения странных частиц, в условии унитарности смешиваются много разных каналов, что весьма, затрудняет анализ дисперсионных уравнений.

В настоящей работе рассматриваются неко орые вопросы фоторождения *п*-мезонов и странных частиц при высоких энергиях. Рассмотрение в основном ведется в духе теории периферийных взаимодействий.

В первой части настоящей работы рассматривается фоторождение ж⁹-мезонов при высоких энергиях и в области малых углов. Показывается, что в указанной области энергий и углов основной вклад в процесс фоторождения ж⁹-мезонов дает график с однофотонным промежуточным состоянием. Обсуждается, так называемый, эффект Примакова [2] на нуклоне. Здесь же рассматривается аналотичный механизм генерации "бипионов" (резонанс в системе жж) и "трипионов" (трехционный резонанс)*.

Во второй части рассматривается фоторождение положительных я¹-мезонов на протоне в полюсном приближении опять в области больших энергий и малых углов. Теоретическим аргументом в пользу

^{*} Хотя и последняя задача не имеет ничего общего с фоторождением мезовся, тем не менее считаем нужным рассматривать здесь такую задачу, так как она по дулу очень близка к эффекту Примакова.

правильности сделанного приближения может служить наличие графика с однопнонным обменом (прямое фотопнонное рождение). Проводится сравнение с экспериментом. Некоторые аналогичные результаты в этой области были получены недавно и другими авторами [3].

В третьей части рассматривается фоторождение странных частиц (ΛK , ΣK) в предположения о доминирующем вкладе K' резонанса (резонанс в системе $K\pi$) вблизи порога при различных вариантах относительной четности протона и Λ -гиперона. Теоретические результаты сравниваются с имеющимися экспериментами. Получается удовлетворительное согласие с экспериментом в случае противоположной относительной четности в $\Lambda K' p$ вершине.

§ 1. Фоторождение =⁰-мезонов при высоких энергиях. Образование "бипиона" =-мезонами в поле ядра

Как отметил Примаков [2,4], время жизни нейтральных п⁶-мезонов можно определить из экспериментов по фоторождению в кулоновском поле ядра. Для углового распределения образующихся мезонов в работах [2,4] было получено выражение

$$\frac{d\sigma(b)}{d\Omega} = Z^2 \frac{4e^2}{\mu^2 \tau} \frac{kq^2}{t^2} \sin^2 b F_1^{2*}.$$
(1.1)

Угловое распределение (1.1) обладает интересной особенностью. В области малых углов наблюдается резкий пик, величина которого быстро растет с энергней падающего фотона. Это обстоятельство используется для определения времени жизни «9-мезонов. На первый взгляд кажется, что угловое распределение фоторождения «° в кулоновском поле нуклона будет подчиняться этой же формуле при Z=1 (Z-величина заряда ядра), так как рассматриваемый механизм фоторождения работает лишь в области малых передаваемых импульсов. Однако, в действительности, ситуация немного иная. Это связано с тем, что, согласно (1.1), для фоторождения вперед (в = 0°) do (0)/dΩ = 0. Хотя поправки на отдачу и аномальный магнитный момент нуклона в области малых передаваемых импульсов будут невелнкв, тем не менее они конечны, и, чтобы получить правильные результаты при в = 0°, необходимо эти поправки аккуратно учесть. Задача сводится к вычислению вклада графика, указанного на фиг. 1. в сечение фоторождения ^{до}-мезонов.

Распадное п^оуу взаимодействие на фиг. 1 можно учесть следующим лагранжианом

$$L(x) = \Lambda \tilde{E}(x) \tilde{H}(x) \Phi(x). \tag{1.2}$$

1. 0)

Здесь $\vec{E}(x)$ и $\vec{H}(x)$ —напряженности электрического и магнитного полей фотона, $\Phi(x)$ —волновая функция π^0 -мезона. Удобно (1.2) переписать в релятивистски инварнантной форме

^{*} Обозначения, принятые здесь, см. инже.

О фоторождении л- и К-мезонов

$$L(x) = i \frac{\Lambda}{8} \varepsilon_{\mathfrak{s}\mathfrak{r}\mathfrak{q}\tilde{\mathfrak{s}}} F_{\mathfrak{s}\mathfrak{p}}(x) F_{\mathfrak{q}\tilde{\mathfrak{s}}}(x) \Phi(x), \qquad (1.3)$$

где $F_{*b}(x)$ —тензор электромагнитного поля фотона, $\varepsilon_{*b_{1b}}$ —антисимметричный тензор второго ранга. (Отметим, что в настоящей работе везде принята следующая метрика $ab = \overrightarrow{a \ b} - a_0 b_0$). Неизвестный параметр Λ легко связать со временем жизни нейтрального π^0 -мезона

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\Lambda^2 \mu^3}{32\pi} \,. \tag{1.4}$$

где и-масса п⁰-мезона.

Согласно общим правилам, матричный элемент, соответствуюший графику на фиг. 1, имеет вид

$$S_{il} = -i \frac{(2\pi)^4 e \Lambda}{(4k\omega)^{i_s} t} \,\delta\left(p_1 + k - p_2 - q\right) \in_{\mu sip} q_s \,\boldsymbol{e}_s \,k_s \,\overline{u}\left(p_2\right) \,\Gamma_s \,u\left(p_1\right), \quad (1.5)$$

176

$$\Gamma_{\mu} = (F_1 + F_2) \gamma_{\mu} + \frac{i}{2M} E_2 (p_1 + p_2)_{\mu},$$

Здесь приняты следующие обозначения: F_1 и F_2 электромагнитные форм-факторы нуклона (для вейтрона $F_1 = 0$); e_2 —вектор поляризации фотона; k, q, p_1 и p_2 —4-х импульсы фотона, мезона, вачального и конечного нуклонов соответственно; k, ω — энергии фотона и π^0 -мезона, M—масса нуклона, $t = (q - k)^2$ —квадрат передаваемого импульса.



87

Для углового распределения образующихся мезонов в системе центра масс можно получить следующее выражение

$$\frac{dz(\theta)}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi} \frac{\Lambda^2}{4\pi} \frac{kq^3}{4t^2 W^2} \left\{ t \cos^{2\theta} \left(F_1 + F_2\right)^2 + W^2 \sin^2\theta \left(2F_1^2 + \frac{t}{2}F_2^2\right) \right\}.$$
(1.6)

В формуле (1.6) все энергетические переменные выражены в нуклонвых массах (т. е. выбирается система единиц, где M = 1), а W -озвачает полную энергию сталкивающихся частиц. При получении (1.6) мы воспользовались следующими прявилами суммирования по поляризациям фотона

$$\sum_{e} (\eta_{\mu} \eta_{\mu}) = -2q^{2}k^{2}\cos^{2}\theta,$$

$$\sum_{e} (\eta_{\mu} p_{1\mu}) (\eta_{\mu} p_{2\mu}) = -W^{2}k^{2}\sin^{2}\theta,$$

$$\frac{1}{4}\sum_{e} (\eta_{\mu} p_{1\mu} + \eta_{\mu} p_{2\mu})^{2} = -W^{2}k^{2}\sin^{2}\theta,$$
(1.7)-

В. М. Арутюнян

где

$$\eta_{\mu} = \left(\begin{array}{c} \\ \mu \nu \sigma \rho \end{array} \right) q_{\nu} e_{a} k_{\rho}, \tag{1.8}$$

Для анализа (1.6) представны квадрат передаваемого импульса в виде

$$t = 2k(\omega - q) - \mu^2 + 4kq \sin^2 \frac{\theta}{2} = t_0 + 4kq \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

и учтем, что при $\omega \gg \mu t_0 \simeq \mu^4/4k^2 W'^2 \ll 1$. Тогда мы легко найдем интервал углов, где рассматриваемый график дает большой вклад $\theta^2 = t_0/kq$. В частности, для фоторождения вперед при высоких энергиях, справедливо соотношение

$$\frac{d\sigma(0)}{d\Omega} = \frac{1}{137} \frac{\Lambda^2}{4\pi} \frac{q^3 k^3}{\mu^4} \left[F_1(t_0) + F_2(t_0) \right]^2 \sim 0.5 \cdot 10^{-30} k^6 \frac{cM^2}{cmep}.$$
(1.9)

При получении оценки (1.9) мы заменим электромагнитные форм-факторы нуклона их значениями, соответствующими t = 0. Это становится понятным, если учесть, что $t_0/\mu^2 \ll 1$ (грубо размер протона порядка $1/\mu$). Константу Λ мы определили из условия (1.4), предположив $\tau = 2.2 \cdot 10^{-16}$ сек.

В отличие от результата Примакова (1.1), для фоторождения вперед здесь имеется очень быстрый рост сечения с энергией падающего фотона (согласно Примакову сечение фоторождения при $\theta = 0^{\circ}$ в кулоновском поле ядра при всех энергиях равно нулю). Здесь, как и в случае (1.1), в угловом распределении наблюдается максимум в области малых углов при

$$\theta^{2} = \frac{t_{0}}{kq} \frac{2W^{2} - kq \left(1 + \mu_{p}\right)^{2}}{2W^{2} + kq \left(1 + \mu_{p}\right)^{2}}, \qquad (1.10)$$

где μ_p —аномальная часть магнитного момента протона ($\mu_p = 1,79275$). Однако, в отличие от (1.1), значение сечения в максимуме при больших энергиях мало отличается от значения при $\theta = 0^0$ (во всяком случае резкого пика в угловом распределении π^0 нет, хотя дифференциальное сечение и быстро падает с увеличением угла θ).

Отметим, что при сверхвысоких энергиях формулу (1.9) необходимо видоизменить с учетом экранировки кулоновского поля нуклона атомным электроном. Эффективно это приводит к тому, что рост сечения (1.9) приостанавливается. Эффект экранировки легко учесть, основываясь на результатах работы [5].

Несколько слов о полном сечении фоторождения. Чтобы оценить вклад графика на фиг. 1 в полное сечение, необходимо проинтегрировать угловое распределение (1.6). При этом возникает трудность, связанная с незнанием поведения форм-факторов нуклона при больших передаваемых импульсах ($t \gg \mu^2$). Однако учитывая, что дифференциальное сечение быстро падает с увеличением угла θ , при интегрировании мы можем ограничиться малыми углами $\theta^2 \simeq t_0/kq$.

когда F1=1, и F2=µ, Для полного сечения при этом получается

$$\sigma_n = \frac{e^2}{4\pi} \frac{\Lambda^2}{4\pi} 2\pi \frac{8 - (1 + \mu_\rho)^2}{8 + (1 + \mu_\rho)^2} \simeq 0.5 \cdot 10^{-36} \, c.u^2. \tag{1.11}$$

Для окончательных выводов о вкладе данного графика необходимо оценить также вклады от других графиков. Получение строгой оценки не представляется возможным, поэтому приведем некоторые грубые оценки.

Для вклада остальных полюсных графиков,

$$\frac{d\sigma_{\text{modiff}}}{d\Omega} \simeq 3 \cdot 10^{-29} \,\mu^4 / W^4;$$

для интерференции графика фиг. 1 с остальными полюсными диаграммами

$$\frac{d\sigma_{\rm mir}}{d\Omega} \simeq 3 \cdot 10^{-31} \,\mu^3 / W^2;$$

для дисперсионной части

$$\frac{d\sigma_{\rm anc}}{d\Omega} \simeq 10^{-30} k^{-2} \,.$$

Эти оценки показывают, что вклад рассматриваемого графика в области очень малых углов и при энергиях выше 1 Бэв всегда будет доминировать.

В связи с рассмотренной задачей представляет некоторый интерес аналогичный механизм генерации "бипиона" (трипиона). В последнее время в литературе широко обсуждается так называемый $\pi\pi$ -резонанс. Множество экспериментов однозначно показывает, что в системе $\pi\pi$ имеется резонанс при энергии \approx 700 *Мэв*, соответствующий *P*-фазе пион-пионного рассеяния с полным изотопическим спином единица. "Бипион" ($\pi\pi$ -резонанс) распадается в основном по каналу $B \rightarrow \pi + \pi$ с очень большой вероятностью. Кроме основного канала возможен также распад $B \rightarrow \pi + \gamma$ с гораздо меньшей вероятностью. Несомненно представляет большой интерес обнаружение этой "частицы", а также измерение времени жизни "бипиона" по отношению к электромагнитному распаду $B \rightarrow \pi + \gamma$. С этой целью можно рассматривать обратную реакцию ($\gamma + \pi \rightarrow B$), беря в качестве γ кулоновское поле ядра

$$\pi^{\pm,0} + Ze \to Ze + B^{\pm,0}, \tag{1.12}$$

Относительно "бипиона" можно утверждать, что пространственный спин S = 1, а изотопический I = 1. Электромагнитное взаимодействие ,бипиона", приводящее эффективно к распаду $B \rightarrow \pi + \gamma$ (и, конечно, дающее вклад в другие электромагнитные процессы типа фоторождения π -мезона на нуклоне [6]), из общих соображений инвариантности в обычном и изотопическом пространствах, можно записать в следующем виде

$$L(x) = \Lambda \in \frac{\partial A_{\mu}(x)}{\partial x_{\nu}} \frac{\partial B_{\mu}^{(\alpha)}(x)}{\partial x_{\nu}} \Phi_{\alpha}(x), \qquad (1.13)$$

где Λ —константа, связанная со временем жизни распада $B \to \pi + \gamma;$ $B_{\pi}^{(n)}(x)$ —волновая функция "бипиона" (« характеризует изотопическое состояние "бипиона" и равна 1, 2, 3). Процессу (1.12) будет соответ-



ствовать график, указанный на фиг. 2. Необходнмо отметить, что хотя мы рассматриваем (1.12) в кулоновском поле ядра, результаты нетрудно обобщить и на случай нуклона (как п в случае фоторождения π^0).

Фнг. 2.

Приведем соответствующее выражение для матричного элемента

$$S_{ll} = \frac{\Lambda}{(4\varepsilon\omega)^{l_a}} \in_{\mu\nu\sigma\rho} A_{\mu}(q) q_{\nu} e_{\sigma} p_{\rho} \qquad (1.14)$$

для всех трех возможных реакций (1.12). Здесь k-4-х импульс, wэнергия т-мезона, p-4-х импульс, с-энергия и e_z-вектор поляризации "билиона".

$$A_{\mu}(q) = -2\pi i\delta(q_0) \frac{Ze}{q^2} \delta_{\mu}. \qquad (1.15)$$

Фурье — образ кулоновского поля ядря с зарядом Z. В случае неточечного ядра к правой части (1.15) необходимо добавить форм-фактор распределения заряда ядра (отметим, что мы рассматриваем бесспиновое ядро).

Вычислим наконец угловое распределение "бипионов".



а v= и v_B-скорости л-мезона и "бипнона" соответственно.

Аналогично эффекту Примакова в угловом распределении наблюдается резкий пик в направлении вперед при

$$b^2 = 4\Delta^2$$
 (1.18)

и сечение при этом достигает значения

$$\frac{d\sigma_{\max}}{d\Omega} = \frac{Z^2}{16} \frac{e^2}{4\pi} \frac{\Lambda^2}{4\pi} \frac{x}{\Delta^2} \cdot (1.19)$$

Качественная картина углового распределения показана на фиг. 3. Подтверждение этой картины на эксперименте позволит определить

О фоторождении л- и К-мезонов

сонстанту ΛB ут взаимодействия. С дугой стороны, используя некоторые оценки работы [6], можно получить следующие значения для (1.19) при условии, что максимум достигается при $\theta = 1^{\circ}$

$$\frac{d\sigma_{\max}}{d\Omega} \simeq Z^2 10^{-26} \frac{cM^2}{cmep} \,. \tag{1.20}$$

По сравнению с эффектом Примакова, здесь сечения на несколько порядков больше и на тяжелых ядрах $\simeq 10^{-23} \frac{c.M^2}{cmep}$.

§ 2. Фоторождение π⁺-мезонов

Прежде чем перейти к анализу фоторождения «-мезонов при больших энергиях в полюсном приближении, приведем некоторые результаты, вообще полезные при анализе фоторождения пионов. Представим сначала S-матрицу фоторождения в следующем виде [7]

 $S = 1 - i (2\pi)^4 (4k_0)^{-1} \overline{u} (p_2) T u (p_1) \delta (p_1 + k - p_2 - q).$ (2.1)

Из общих соображений релятивистской инвариантности Т-матрацу можно построить следующим образом

$$T = AM_a + BM_B + CM_c + DM_n, \tag{2.2}$$

Tac

$$\begin{split} \mathcal{M}_{A} &= i\gamma_{5}(\gamma e) (\gamma k), \\ \mathcal{M}_{B} &= 2i\gamma_{5}[(Pe) (qk) - (Pk) (qe)], \\ \mathcal{M}_{C} &= \gamma_{5}[(\gamma e) (qk) - (\gamma k) (qe)], \\ \mathcal{M}_{D} &= 2\gamma_{5}[(\gamma e) (Pk) - (\gamma k) (Pe) - i\mathcal{M} (\gamma e) (\gamma k)]. \end{split}$$

$$\end{split}$$

$$(2.3)$$

Здесь A, B, C и D—инвариантные амплитуды фоторождения, $P = \frac{1}{2} (p_1 + p_2)$. Остальные обозначения такие же, как и в § 1. Каждая из амплитуд A, B, C и D имеет следующую изотопическую сгруктуру

$$A = A^{(+)} \delta_{\beta 3} + A^{(-)} \frac{1}{2} [\tau_{\beta} \tau_{3}] + A^{(0)} \tau_{\beta}, \qquad (2.4)$$

гле т_р-матрицы Паули, а β=1, 2, 3 характеризует изотопическое состояние π-мезона.

Согласно (2.1)—(2.3) сечение фоторождения для неполяризозанного пучка фотонов, вычисленное в системе центра масс, имеет вид

$$\frac{dz(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{128\pi^2 W^2} \frac{q}{k} F,$$
(2.5)

где

$$F = 8 (p_1k)(p_2k) |A|^2 - 16z (M^2 + (p_1p_2)) |B|^2 + 4 [M^2 (qk)^2 + 2z - (qk)^2 (p_1p_2)] |C|^2 + 8 [4M^2 (p_1k) (p_2k) - 2 (Pk)^2 (p_1p_2) - 6M^2 (Pk)^2 - z] |D|^2 - 16z \operatorname{Re} (AB^*) + 16M (qk) (Pk) \operatorname{Re} (AC^*) + 32M [(Pk)^2 - (p_1k)(p_2k)] \operatorname{Re} (AD^*) - -16 (qk) (Pk) (M^2 + (p_1p_2)) \operatorname{Re} (CD^*),$$
(2.6)

И

$$z = \frac{1}{2} q^2 k^2 W^2 \sin^2 \theta. \tag{2.7}$$

Приведем выражения для инвариантных амплитуд A, B, C и D в полюсном приближении

$$A^{(\pm)} = -\frac{eG}{2} \left(\frac{1}{a_1} \pm \frac{1}{a_2} \right), \quad A^{(0)} = A^{(\pm)},$$

$$B^{(\pm)} = -\frac{eG}{a_3} \left(\frac{1}{a_1} \pm \frac{1}{a_2} \right), \quad B^{(0)} = B^{(\pm)},$$

(2.8)

$$C^{(\pm)} = \frac{1}{2} G\left(\mu_p - \mu_n\right) \left(\frac{1}{a_1} \mp \frac{1}{a_2}\right), \quad C^{(0)} = \frac{1}{2} G\left(\mu_p + \mu_n\right) \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2}\right),$$
$$D^{(\pm)} = \frac{1}{2} G\left(\mu_p - \mu_n\right) \left(\frac{1}{a_1} \pm \frac{1}{a_2}\right), \quad D^{(0)} = \frac{1}{2} G\left(\mu_p + \mu_n\right) \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}\right).$$

В выражении (2.8)

$$a_1 = 2(p_1k), \quad a_2 = -2(p_2k), \quad a_3 = -2(qk),$$
 (2.9)

 $g^{2} = \frac{G^{2}}{4\pi} \sim 15$ пион-нуклонная константа, μ_{p} и μ_{n} —аномальные маг-

нитные моменты протона и нейтрона.

В случае фоторождения по-мезонов на протоне

$$A = A^{(0)} + A^{(+)}. (2.10)$$

Аналогичные соотношения имеют место и для остальных амплитуд В, С и D. В случае фоторождения π⁺-мезонов

$$A = \sqrt{2} \left(A^{(0)} + A^{(-)} \right). \tag{2.11}$$

Учитывая (2.5)—(2.11) легко вычислить сечения фоторождения для ^{по}-и ^{п+}-мезонов на протоне. Приведем эти результаты в удобной для сравнения с экспериментом форме

$$\frac{d\sigma^{0}(\theta)}{d\Omega} = \frac{\Lambda q}{k W^{3}(p_{2}k)} \left\{ \frac{1}{(p_{2}k)} \left[k^{2}\beta^{2} \left(W + \beta \right) + q^{2} W^{2} \left(k - \omega \right) \sin^{2}\theta \right] - \right.$$

$$-3,585k\beta^2 - 1,607k\left(2\beta^2 + q^2 W^2 \sin^2\theta\right)$$
(2.12)

H

$$\frac{dz^{\pm}(\theta)}{d\Omega} = \frac{\Lambda q}{k W^3} \left\{ \frac{1}{k^2 \beta^2} \left[k^2 \beta^2 \left(W + \beta \right) + q^2 W^2 \left(k - \omega \right) \sin^2 \theta \right] - 0,120\beta - 0 \right\}$$

$$-\frac{1}{(p_{2}k)}\left[6,865\,W\,(p_{2}k)\,(1+(p_{3}p_{2}))-1,714k\,(2\beta^{2}+q^{2}\,W^{2}\,\sin^{2}\theta)\right]\right\}\cdot\tag{2.13}$$

В (2.13) мы обозначили

$$\Lambda = \frac{e^2}{4\pi} \frac{G^2}{4\pi} \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \approx 1.211 \cdot 10^{-29} c.u^2,$$

$$\beta = q \cos\theta - \omega,$$
(2.14)

$$(p_{g}k) = -k (W + \beta),$$

$$(p_{1}p_{g}) = k\beta + (kw - E_{1}E_{2})$$

В формулах (2.11)-(2.13) выбрана система единиц, где М=1.

Для фоторождения п⁺-мезонов на протоне среди возможных полюсных графиков имеется график с одним пионом в промежуточном состоянии (прямое фотопнонное рождение) (фиг. 4). Вкладу этого графика в сечение фоторожления соответствуют члены, пропорциональные β⁻¹, β⁻². Согласно (2.14) при больших **х**(к) экергиях падающего фотона



$$\beta = q - \omega - 2q\sin^2\frac{\theta}{2} \simeq -\left(\frac{\mu^2}{2\omega} + 2q\sin^2\frac{\theta}{2}\right). \tag{2.5}$$

Поэтому, в области углов $\theta^{a} \simeq \frac{\mu^{a}}{2m} \ll 1$ и $\beta \ll 1$, вклад от графика на



фиг. 4 быстро растет. Естественно поэтому ожидать, что при больших энергиях и в области углов в ~ µ/∞ полюсные члены должны неплохо описывать экспериментальные результаты.

Мы сравним теоретический результат (2.13) с экспериментами [8] оп фоторожденню π⁺ -мезонов при высоких энергиях (фиг. 5, 6, 7).

На фиг. 5 и 6 дается угловое распределение ""-мезонов при энергиях 900 и 1025 Мэв. Видно, что чем больше энергия, тем лучше согласие. На фиг. 7 приводится зависимость дифференцияльного сечения от энергии падающего фотона при углах 0 = 0° и 0 = 180°.

Отметим, что полюсные члены для фоторождения π^+ -мезонов вообще во многом лучше согласуются с экспериментом, чем для π^0 -мезонов.

§ 3. Фоторождение странных частиц с обменом К'

Недавние эксперименты группы Альвареца [9] указывают на существование узкого резонанса К' в системе Кл при энергии 878 Мэв. Относительно нестабильной частицы К' в настоящее время более или менее определенно известно, что пространственный спин S = 1 (вектор или псевдовектор), а изотопический спин I = 1/2 [10,11]. Наличие такого резонанся К' позволяет надеяться, что во многих реакциях с образованием странных частиц Ка взаимодействие можно будет учесть простыми полюсными членами, как в случае пл-взаимодействия. Некоторые авторы [10,12] указанным методом недавно рассмотрели реакцию $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ в полюсном приближения с учетом лишь обмена К' "частицей". Теоретический анализ указанной реакции позволяет делать заключения относительно спина К' частицы" и получить оценку для константы АК'р взаимодействия. Однако этот анализ ничего определенного не говорит об относительной четности (Р ма) в вершине ($\Lambda K' p$), так как оба возможных варнанта четности $P_{\Lambda p} = \pm 1$ дают одинаково хорошее согласие с экспериментном. Для определения Рал нужны дополнительные сведения. Поэтому кажется целесообразным рассматривать аналогичным методом фоторождение странных частиц (7 + N -> A + K). С этой целью рассмотрим следующий



к(д) график (фиг. 8). Так как наибольшее количество экспериментальных данных имеется только для реакции

$$\gamma + p \to \Lambda^0 + K^+, \tag{3.1}$$

то в дальнейшем мы не будем учитывать изотопические соотношения и более детально проана-

лизнруем лишь указанную реакцию. При этом мы везде будем предполагать, что К'-пространственный вектор, а не псевдовектор.

Приведем выражение для матричного элемента реакции (3.1)

$$S_{if} = -i \frac{(2\pi)^{4} \Lambda_{1} \Lambda_{2}}{(4k\omega)^{\nu_{2}}} \frac{\in_{\mu\nu\sigma\rho} e_{\mu} k_{\nu} q_{\rho}}{(f^{2} + m^{2})} \left(\delta_{\sigma\sigma} - \frac{1}{m^{2}} f_{z} f_{z}\right) \times \\ \times \overline{u} (p_{2}) O \gamma_{z} u (p_{1}) \delta (p_{1} + k - p_{2} - q).$$
(3.2)

Здесь и в дальнейшем Λ_1 и Λ_2 -константы, соответствующие взанмодействиям $\Lambda K' p$ и $KK' \gamma$. Относительно константы Λ_1 некоторые оценки

О фоторождении ж- и К-мезонов

ниеются в [10] ($\Lambda_1^2/4\pi \simeq 1$). Константу Λ_2 естественно сравнить с соотвенствующей константой Λ_3 $K'K\pi$ взаимодействия. Предполагая, тто $\Lambda_3^2/4\pi \sim 1$, можно ожидать, что $\Lambda_2^2/4\pi \sim \frac{1}{137}\Lambda_3^2/4\pi$. Взаимодействие $K'K\gamma$ приводит к распаду $K' \rightarrow K' + \gamma$. Так как вероятность основного распада $K' \rightarrow K + \pi$ минимум на два порядка больше вероятности распада $K' \rightarrow K + \gamma$, то имеет смысл определить время жизни K' по отношенню к распаду $K' \rightarrow K + \gamma$ изучением реакции [13]

$$K + Ze \rightarrow Ze + K'$$
 (3.3)

при малых передаваемых импульсах.

10

THE LA

B

6

В выражении (3.2) e_{μ} —вектор поляризации, k—4-х импульс фотова, q и ∞ —4-х импульс и энергия K-мезона, f—импульс, m—масса K-мезона (m = 878 Мэв), p_1 и p_2 —импульсы протона и Λ —гиперона. В зависимости от относительной четности протона и Λ —гиперона Oпринимает значения 1 и γ_{51} при $P_{\Lambda p} = \pm 1$. В (3.2)

$$\left(f^2 + m^2\right)^{-1} \left(\delta_{aa} - \frac{1}{m^2} f_a f_a\right)$$
(3.4)

означает функцию Грина векторного K'-мезона. Так как K'—нестабяльная "частица", то в принципе необходимо учесть радиационные поправки к функции Грина. Это сведется фактически к добавлению к знаменателю (3,4) мнимой поправки im/τ , где τ —время жизни K'. Так как $f^2 + m^2$ нигде не обращается в нуль, а ширина K' резонанса мала, то естественно ожидать, что эти поправки будут незначительны. Радиационные поправки гораздо существенны к вершинному оператору $KK'\tau$, так как $m > \mu$ (μ —масса K-мезона). В первом приближении мы не будем учитывать эти поправки.

Дифференциальное сечение фоторождения ЛК, вычисленное согласно (3.2) с учетом (1.7) в системе центра масс будет

$$\frac{d\sigma(b)}{d\Omega} = \frac{(\Lambda_1 \Lambda_2)^2}{32\pi^2} \frac{kq^3}{(t+m^2)^2} \left\{ \sin^2\theta + \frac{1}{2W^2} \cos^2\theta \left[t + (M_2 - P_{\Lambda p} M_1)^2 \right] \right\},$$
(3.5)

гае $t = 2k (\omega - q \cos \theta) - \mu^2$, W – полная энергия, M_2 и M_1 – массы Λ – гиперона и протона. Отметим, что формула (3.5) применима и к другим возможным реакциям $\gamma + N \rightarrow Y + K$, если в (3.5) подставитьсоответствующие массы и константы.

Особенностью выражения (3.5) является то обстоятельство, что член в квадратных скобках вблизи порога сильно меняется в зависимости от знака $P_{\Lambda p}$.

При $P_{_{Ap}} = 1$ угловое распределение характеризуется, в основном, множителем sin²⁵ и имеет явно неизотропный характер. В случае $P_{_{Ap}} = -1$ выражение в фигурных скобках приблизительно порядка единицы, и распределение почти изотропно.

На фиг. 9, 10, 11 мы сравнили формулу (3.5) с опытными данными по фоторождению $\Lambda^0 K^+$ вблизи порога для трех значений энергии падающего кванта (980, 1010 и 1060 *Мэв*). Данные взяты из ра-





боты [14]. Отметим, что экспериментальные результаты довольно ненадежные. Тем не менее формула (3.5) в основном правильно передает ход экспериментального углового распределения при $P_{\Lambda p} = -1$. При построении теоретических кривых мы для $(\Lambda_1 \Lambda_2)^2/32\pi^2$ выбрали значение $0.35 \cdot 10^{-28}$ см², что грубо соответствует e^2/m_{π}^2 . Такая оценка согласуется с ожидаемым значением времени жизни K' при распаде $K' \to K + \gamma$.

Заключение

Задачи, рассмотренные в § 1 представляют некоторый интерес, так как позволяют определить времена жизни некоторых нестабильных частиц. Прямые методы измерения времени жизни по весьма затруднительны из-за чрезвычайной малости времени жизни. В эффекте Примакова, наоборот, чем меньше время жизни, тем больше ожидаемый эффект. В реальных условиях эксперимента, однако, возникают некоторые трудности. Часть из них обусловлена тем, что ожидаемый эффект большой лишь в области очень малых углов. Некоторые же трудности связаны с выделением на большом фоне конкурирующих процессов лишь нужных событий. Что касается рождения бипнона" в поле ядра π-мезонами, то здесь имеются дополнительные трудности из-за чрезвычайной малости времени жизни "бипиона". Последний мгновенно распадается на два π-мезона, находясь факпически еще в области взаимодействия. На эксперименте процесс (1.12) на пучке то мезонов будет выглядеть как однолучевая звезда (один из образованных томезонов нейтральный). Выделить процесс (1.12) видемо можно будет по кинематике.

Более точные эксперименты в случае фоторождения странных частиц позволили бы уточнить параметры модели. Они же покажут, часколько важно резонансное Кт взаимодействие в фоторождении.

Автор выражает благодарность К. А. Тер-Мартиросяну, М. Л. Тер-Мякаеляну, Ю. Л. Вартаняну, Э. В. Чубаряну и В. А. Туманяну за обсуждение результатов.

Физический институт АН Армянской ССР

Поступила 21 | 1962

Վ. Մ. Հաrությունյան

- ԵՎ K-ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Հոդվածում դիտարկված են բարձր էներդիաների ֆոտոնների կողմից z- և K-մեղոնների առաջացման մի ջանի հարցերը։

Առաջին մասում ցույց է արված, որ բարձր էներգիաների դեպքում π^{0} մեզոնների ֆոտոառաջացումը փուքը անկլունների տիրույթեում հիմնականում տեղի է անհնում նուկլոնի կուլոնյան դաշտում։ Հաշված է π^{0} -մեզոնների ֆոտառաջացման լայնական կորվածքը և ցույց է տրված, որ այն շատ արադ ոճում է, երը ֆոտոնի էներգիան մեծանում է։ Քննարկվում է Պրիմակովի էներգիան մեկանկում է - մեզոնների կողմից միլակի կուլոնյան դաշտում «թիպիոնների» առաջացումը։

Երկրորդ մասում ընհռային դրաֆիկննթի օդնությամբ հաշված է «+- մեդոնննթի ֆոտոառաջացման լայնական կարված թը նուկլոնների վրա, բարձր էներդիաննթի և փութը անկյունների տիրույթում։ Յույց է տրված, որ թեոբիան բավարար կնրպով համընկնում է փորձի հետո

Երրորդ մասում դիտարկված են տարօրինակ մասնիկների ֆոտոսասաացման հարցերը այն դեպքում, երբ այդ երևույթը հիմնականում պայմանավորված է К'-մեղոնների փոխաղդեցությամբ։

ЛИТЕРАТУРА

 Соловыев Л. Д., Чэнь Цун-мо, Применение дифференциального метода для получения амплитулы фоторождения из дисперсионных соотношений. Преприит ОИЯИ, Д-728.

7 Навестна АН, серня физ.-мат. наук, № 3

- Primakoff H, Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson. Phys. Rev., 81, 899, 1951.
- Höhler G., Dietz K. and Mullensiefen A. The Contribution of the Born Terms to Photoproduction of Pionsat High Energies. Nuovo Cimento, 21, 1, 186, 1961.
- 4. Glaser V, and Ferrell R. Lifetime of the Neutral Pion, Phys. Rev. 121, 886, 1961.
- Соловьев Л. Д., Чень Цун-мо. О феноменологическом учете пπ взаимодействия Препринт ОИЯИ, Д-774.
- Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E., Nambu Y. Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production. Phys. Rev., 106, 1345, 1957.
- Walker R. L. Photoproduction of Positive Pions from Hydrogen. Proceedings of the International Conference on High Energy Physics at Rechester. ctp. 17, 1960.
- 9. Alvarez et al. Resonance in the Δπ system. Phys. Rev. Lett., 5, 11, 520, 1960.
- 10. Chia-Hwa Chan. K-z Resonance, Phys. Rev. Lett., 6, 7, 383, 1961.
- Minami S, K-Meson—Pion Interaction and K⁻+ p→K⁰+π⁻+p Reaction. Prog. Theor. Physics., 26, 356, 1961.
- Beg M, A. B. et al. K-π kesonance and Lifetime of the K' Particle. Phys. Rev. Lett., 6, 145, 1961.
- 13. Beg M. A. B. et al. Decay Modes of K*, 124, 622, 1961.
- Turkol F. Photoproduction of strange Particles. Proceeding of the International Conference on High Energy Physics at Kochester. crp. 369, 1960.