

ЕРЕВАНСКИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

ЕрФИ-10-2(68)

Д. Р. ШАХНАЗАРЯН

ОБ ОБРАЗОВАНИИ A_2 -МЕЗОНА В
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССАХ

ЕРЕВАН
1968

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕРФИ-ТФ-2(68)

Ю.Г.ШАХНАЗАРЯН

ОБ ОБРАЗОВАНИИ A_2 -МЕЗОНА В
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССАХ

ЕРЕВАН

1968

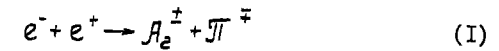
А Н Н О Т А Ц И Я

Проведено теоретическое рассмотрение образования A_2 -мезона в реакциях $e^- + e^+ \rightarrow A_2 + \pi$ и $e^- + \pi \rightarrow e^- + A_2$. Получены выражения для сечений указанных процессов и изучена их зависимость от поляризаций лептонов.

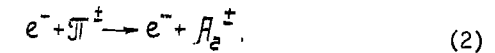
А Б С Т Р А К Т

The formation of A_2 -meson in the reactions $e^- + e^+ \rightarrow A_2 + \pi$ and $e^- + \pi \rightarrow e^- + A_2$ is theoretically considered. The expressions for cross-sections of the above mentioned processes are derived and their dependence on lepton polarizations is studied.

1. В настоящей работе рассматривается образование A_2 -резонанса с квантовыми числами $J^P I^G = 2^+ 1^-$ в реакциях



и



В полученные выражения для сечений этих процессов входит один неизвестный формфактор в вершине $A_2 \pi \gamma$ и сравнение с экспериментом может дать сведения о нем. Знание вершины $A_2 \pi \gamma$ необходимо, например, при изучении фотообразования заряженных π -мезонов в модели полюсов Редже, где наряду с ρ -траекторией необходимо учитывать также вклад A_2 -траектории.

2. Начнем с реакции (1), в которой осуществляются только заряженные моды конечных частиц, ибо случай, когда конечные частицы нейтральные, запрещен сохранением зарядовой четности. Запишем матричный элемент, соответствующий рассматриваемому процессу (1) в однофотонном приближении (рис. 1), в виде

$$M_{if} = (2\pi)^4 \frac{e}{q^2} \frac{m}{(4k_{10} k_{20} \omega_1 \omega_2)^{1/2}} [\bar{U}(-k_2) \gamma_\mu U(k_1)] \langle q_1 q_2 | J_\mu | 0 \rangle \delta(k_1 k_2 q_1 q_2) \quad (3)$$

где матричный элемент тока перехода $A_2 \pi \gamma$ есть

$$\langle q_1 q_2 | J_\mu | 0 \rangle = \frac{1}{2} i e F(q^2) e_{\mu\alpha\beta\lambda} \epsilon_{\alpha\beta}^*(q_2) P_\beta q_\lambda q_0 \quad (4)$$

* В работе используется система единиц $c = \hbar = 1, \alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ и метрика $(ab) = \bar{a} b - a_0 b_0, a = (\vec{a}, i a_0)$.

Здесь приняты следующие обозначения: m - масса электрона, $F(q^2)$ - формфактор, описывающий вершину $\beta_2 \pi \gamma$ во времениподобной области передаваемых импульсов и имеющий размерность $[M]^{-2}$,

$$q = K_1 + K_2 = q_1 + q_2, \quad P = q_2 - q_1; \quad (5)$$

$\epsilon_{\alpha\beta}^*(\vec{q}_2)$ - тензорная амплитуда, описывающая β_2 - мезон с 4-им импульсом q_2 и удовлетворяющая условиям,

$$\epsilon_{\alpha\beta}^* = \epsilon_{\beta\alpha}^*, \quad \epsilon_{\alpha\alpha}^* = 0, \quad q_{2\alpha} \epsilon_{\alpha\beta}^*(\vec{q}_2) = 0. \quad (6)$$

Имея в виду возможную поляризацию начальных частиц и используя выражения (3) и (4), запишем дифференциальное сечение в произвольной системе координат следующим образом:

$$dG = \frac{1}{8} d^2 |F(q^2)|^2 \frac{|\vec{q}_1|}{\omega_2 q^4} (-q^2 K^2)^{-1/2} \beta_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \left| \frac{dE_{\pm}}{d\omega_{\pm}} \right|^{-1} d\Omega. \quad (7)$$

Тензор $\beta_{\mu\nu}$ соответствует лептонной вершине и имеет вид

$$\beta_{\mu\nu} = 2 \left\{ [1 + (a_1 a_2)] (q^2 \delta_{\mu\nu} - q_{\mu} q_{\nu} + K_{\mu} K_{\nu}) - q^2 (a_{1\mu} a_{2\nu} + a_{2\mu} a_{1\nu}) - 2(a_1 K_2)(a_2 K_1) \delta_{\mu\nu} + \right. \\ \left. + 2(a_1 K_2)(a_2 K_1) (a_{2\mu} K_{1\nu} + a_{2\nu} K_{1\mu}) + 2(a_2 K_1)(a_{1\mu} K_{2\nu} + a_{1\nu} K_{2\mu}) + 2m(a_{1\mu} a_{2\alpha}) q_{\alpha} \epsilon_{\beta\gamma\mu\nu} \right\} \delta$$

где a_1 и a_2 - соответственно 4- векторы поляризаций электрона и позитрона, $K = K_1 - K_2$. Нетрудно убедиться, что тензор $\beta_{\mu\nu}$ удовлетворяет требованию сохранения тока в вершине

$$q_{\mu} \beta_{\mu\nu} = q_{\nu} \beta_{\mu\nu} = 0. \quad (9)$$

Тензор $B_{\mu\nu}$ соответствует вершине $\beta_2 \pi \gamma$ и имеет вид

$$B_{\mu\nu} = \frac{1}{4} \epsilon_{\mu\alpha\beta\lambda} \epsilon_{\nu\gamma\delta\rho} P_{\beta} q_{\lambda} q_{\delta} P_{\delta} q_{\rho} q_{\mu} \sum_r \epsilon_{\alpha\sigma}^{(r)*}(\vec{q}_2) \epsilon_{\gamma\pi}^{(r)}(\vec{q}_2), \quad (10)$$

где по поляризациям β_2 - мезона идет суммирование.

Из соображений релятивистской и калибровочной инвариантностей тензор, описывающий электромагнитную вершину для частиц с неравными массами, может быть записан следующим образом:

$$B_{\mu\nu} = B_1(q^2) (q^2 \delta_{\mu\nu} - q_{\mu} q_{\nu}) + B_2(q^2) [P_{\mu} - q_{\mu} \frac{(qP)}{q^2}] [P_{\nu} - q_{\nu} \frac{(qP)}{q^2}]. \quad (II)$$

Воспользовавшись формулой суммирования по спинам β_2 - мезона

$$\sum_r \epsilon_{\alpha\sigma}^{(r)*}(\vec{q}) \epsilon_{\gamma\pi}^{(r)}(\vec{q}) = -\frac{1}{2} \delta_{\alpha\sigma} \delta_{\gamma\pi} + \frac{1}{2} (\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\sigma\pi} + \delta_{\alpha\pi} \delta_{\sigma\gamma}) + \frac{1}{2m^2} (\delta_{\alpha\gamma} q_{\delta} q_{\pi} + \delta_{\alpha\pi} q_{\delta} q_{\gamma} +$$

$$+ \delta_{\alpha\delta} q_{\gamma} q_{\pi} + \delta_{\sigma\pi} q_{\alpha} q_{\gamma}) - \frac{1}{3m^2} (\delta_{\alpha\delta} q_{\gamma} q_{\pi} + \delta_{\sigma\pi} q_{\alpha} q_{\gamma}) + \frac{2}{3m^4} q_{\alpha} q_{\delta} q_{\gamma} q_{\pi}$$

и выражениями (10) и (II), для величин B_1 и B_2 получаем

4

$$B_1 = tq^{-4} B_2, \quad B_2 = \frac{1}{8} \lambda t, \quad (13)$$

где введены обозначения

$$t = (qP)^2 - q^2 P^2, \quad \lambda = -\frac{q^2}{4m^2}, \quad (14)$$

а M - масса β_2 - мезона.

С учетом условия (9) можно записать

$$\beta_{\mu\nu} B_{\mu\nu} = \frac{1}{8} \beta_{\mu\nu} (tq^{-2} \delta_{\mu\nu} + P_{\mu} P_{\nu}) \lambda t. \quad (15)$$

Окончательно для дифференциального сечения процесса (I) получаем следующее выражение:

$$dG = \frac{1}{16} d^2 |F(q^2)|^2 \frac{\lambda t |\vec{q}_1|}{\omega_2 q^4} (-q^2 K^2)^{-1/2} \left\{ t^{-1} q^2 (a_1 P)(a_2 P) - P^2 (a_1 K_2)(a_2 K_1) + \right. \\ \left. + 2(a_1 K_2)(a_2 P)(K_1 P) + 2(a_1 P)(a_2 K_1)(K_2 P) + \frac{1}{2} \left[\frac{K^2}{q^2} t + (KP)^2 \right] [1 + (a_1 a_2)] \right\} \left| \frac{dE_{\pm}}{d\omega_{\pm}} \right|^{-1} d\Omega. \quad (16)$$

Переходя к с.ц.м. и пренебрегая массой электрона, для дифференциального сечения с произвольно поляризованными начальными частицами получаем

$$dG_0 = \left\{ 1 + 2(\vec{U}\vec{\bar{\tau}}_1)(\vec{U}\vec{\bar{\tau}}_2) + 2(1 + \cos^2 \theta)^{-1} [(\vec{n}\vec{\bar{\tau}}_1)(\vec{n}\vec{\bar{\tau}}_2) - \right. \\ \left. - \cos \theta (\vec{U}\vec{\bar{\tau}}_1)(\vec{n}\vec{\bar{\tau}}_2) + (\vec{n}\vec{\bar{\tau}}_1)(\vec{U}\vec{\bar{\tau}}_2) - \frac{1}{2} \sin^2 \theta (\vec{\bar{\tau}}_1 \vec{\bar{\tau}}_2)] \right\} dG_0, \quad (17)$$

где dG_0 представляет собой сечение с неполяризованными начальными частицами и имеет вид:

$$dG_0 = \frac{1}{8} d^2 |F(q^2)|^2 \frac{|\vec{q}_1|^5}{M^2 W} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega. \quad (18)$$

Здесь W - полная энергия реакции, $\vec{\bar{\tau}}_1$ и $\vec{\bar{\tau}}_2$ - соответственно векторы поляризаций электрона и позитрона в их системе покоя, \vec{U} и \vec{n} - соответственно единичные векторы в направлении импульсов электрона и π - мезона, $(\vec{U}\vec{n}) = \cos \theta$, а модуль 3- импульса конечных частиц есть

$$|\vec{q}_1| = \frac{1}{2W} [(W^2 - M^2 - \mu^2)^2 - 4M^2 \mu^2]^{1/2}, \quad (19)$$

μ - масса π - мезона.

Как это следует из формулы (17), вид сечения довольно существенно зависит от направления и степени поляризации начальных частиц. В интересном случае поперечных, антипараллельных поляризаций [1, 2] имеем

$$dG = (1 + \zeta_1 \zeta_2 \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \cos 2\chi) dG_0, \quad (20)$$

где χ — угол между плоскостью рождения и плоскостью, перпендикулярной к направлению поляризации. Из выражения (20) видно, что за исключением тривиального случая $\zeta_1, \zeta_2 = 0$ и случая, когда $\chi = \frac{\pi}{4}$, при всех других возможных значениях ζ_1, ζ_2 и χ наличие поперечной поляризации приводит к сечению, отличному от неполяризованного. Так, в случае полной поляризации из (20) имеем

$$dG = 2 \frac{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \chi}{1 + \cos^2 \theta} dG_0. \quad (21)$$

Полученное сечение при $\theta = \chi = \frac{\pi}{2}$ обращается в нуль. Это означает, что π — мезон не может родиться в направлении поляризации начальных частиц. Заметим, что этот результат не зависит от допущенного приближения (пренебрежения массой электрона). При образовании π — мезона под углом $\theta = \frac{\pi}{2}$ в плоскости, перпендикулярной направлению полных, поперечных, антипараллельных поляризаций начальных частиц сечение вдвое больше сечения с неполяризованными частицами.

В случае продольных поляризаций начальных частиц из (17) получаем

$$dG = (1 \pm \zeta_1 \zeta_2) dG_0, \quad (22)$$

где верхний знак соответствует случаю, когда векторы поляризации электрона и позитрона направлены одинаково, а нижний — когда они противоположны. При полных поляризациях сечение в первом случае удваивается, а во втором — обращается в нуль, в согласии с известным результатом Зельдовича [3].

Интегрируя по углам выражение (18), для полного сечения получаем

$$G_0 = \frac{e}{3} \pi \alpha^2 |F(q^2)|^2 \frac{|q_1|^5}{M^2 W}. \quad (23)$$

3. Для того, чтобы иметь представление о порядке величины полученных сечений, необходимо оценить формфактор $F(q^2)$. С этой целью воспользуемся моделью векторной доминантности и будем аппроксимировать формфактор в вершине $A_2 \pi \chi$ обменом ρ^0 — мезоном [4]. При таком предположении $F(q^2)$ примет вид

$$F(q^2) = -\frac{m_\rho^2}{q^2 + m_\rho^2} \cdot \frac{g_{A_2 \rho \pi}}{2 g_\rho}. \quad (24)$$

Для приближенных оценок будем предполагать слабую зависимость величины $g_{A_2 \rho \pi}$ от q^2 и считать ее константой, связанной с шириной распада $A_2 \rightarrow \rho \pi$ следующим образом:

$$\Gamma(A_2 \rightarrow \rho \pi) = \frac{1}{320} \left(\frac{g_{A_2 \rho \pi}^2}{4\pi} \right) M^5 \left[\left(1 - \frac{m_\rho^2}{M^2} - \frac{\mu^2}{M^2} \right)^2 - 4 \frac{m_\rho^2 \mu^2}{M^4} \right]^{5/2}. \quad (25)$$

Воспользовавшись данными [5] и взяв $\Gamma(A_2 \rightarrow \rho \pi) = 79,2$ МэВ, для константы связи $g_{A_2 \rho \pi}$ получаем значение

$$m_\rho^4 \left(\frac{g_{A_2 \rho \pi}^2}{4\pi} \right) \approx 26. \quad (26)$$

Подставляя выражения (19) и (24) в (23), запишем полное сечение в виде

$$G_0 = r_0 \left(1 - \frac{m_\rho^2}{W^2} \right)^{-2} \left[\left(1 - \frac{M^2}{W^2} - \frac{\mu^2}{W^2} \right)^2 - 4 \frac{M^2 \mu^2}{W^4} \right]^{5/2}, \quad (27)$$

где постоянная величина r_0 есть

$$r_0 = \frac{1}{192} \pi \alpha^2 \frac{m_\rho^4}{M^2} \left(\frac{g_{A_2 \rho \pi}}{g_\rho} \right)^2 \approx 8,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (28)$$

На рис.2 представлена зависимость полного сечения σ_0 от энергии реакции W . Ход кривой показывает, что в интервале энергий $W_0 \lesssim W \lesssim 2 \Gamma_{\text{эВ}}$ ($W_0 = 1,45 \Gamma_{\text{эВ}}$ -пороговая энергия) сечение быстро растет с увеличением энергии. При больших энергиях рост сечения замедляется, стремясь к предельному значению Γ_0 .

4.Перейдем теперь к реакции (2), которая описывается диаграммой рис.1 с изменением знака импульсов $K_2 \rightarrow -K_2$, $q_1 \rightarrow -q_1$. Приведем выражение для распределения по углам конечных электронов

$$d\sigma = \frac{d^2}{128} |F(q^2)|^2 \frac{t}{M^2 q^2} \frac{|\vec{K}_2|}{\omega_2} [(K_1 q_1)^2 - m^2 \mu^2]^{-1/2} \left\{ t - q^2 (a_1 p)(a_2 p) + p^2 (a_1 K_2)(a_2 K_1) - 2(a_1 K_2)(a_2 p)(K_1 p) - 2(a_2 K_1)(a_1 p)(K_2 p) + \frac{1}{2} \left[\frac{K^2}{q^2} t + (Kp)^2 \right] \left[1 + (a_1 a_2) \right] \right\} \left| \frac{dE_2}{dK_{20}} \right|^{-1} d\Omega, \quad (29)$$

где a_1 и a_2 - соответственно 4-векторы поляризаций начального и конечного электронов,

$$q = K_1 - K_2 = q_2 - q_1, \quad p = q_1 + q_2, \quad K = K_1 + K_2, \quad (30)$$

а $F(q^2)$ описывает теперь вершину $A_2 \pi \gamma$ в пространственноподобной области передаваемых импульсов.

Если нас не интересует поляризация конечного электрона, то из выражении (29) следует, что независимо от поляризации начального электрона сечение будет

$$d\sigma = \frac{d^2}{64} |F(q^2)|^2 \frac{t}{M^2 q^2} \frac{|\vec{K}_2|}{\omega_2} [(K_1 q_1)^2 - m^2 \mu^2]^{-1/2} \left[t \left(1 + \frac{K^2}{q^2} \right) + \frac{1}{2} (Kp)^2 \right] \left| \frac{dE_2}{dK_{20}} \right|^{-1} d\Omega. \quad (31)$$

Выпишем, наконец, выражение для распределения по квадрату переданного импульса в с.ц.м.

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{51 d^2}{128} |F(q^2)|^2 \frac{t}{M^2 W^2 K_1^2 q^2} \left[\left(1 - \frac{4m^2}{q^2} \right) t + (Kp)^2 \right], \quad (32)$$

где

$$q^2 = 2[K_{10}(K_{20} - K_2 \cos \theta) - m^2], \quad K_{10} = \frac{1}{2W} (W^2 - \mu^2), \quad K_{20} = \frac{1}{2W} (W^2 - M^2 + m^2), \quad (33)$$

$$(qp) = \mu^2 - M^2, \quad -p^2 = q^2 + 2(M^2 + \mu^2), \quad (Kp) = q^2 - 2W^2 + M^2 + \mu^2.$$

Здесь W - полная энергия реакции (2), θ - угол рассеяния электрона. Отметим, что не всюду мы отбрасываем члены, содержащие μ . Это связано с тем, что при энергиях, близких к пороговой, масса электрона оказывается существенной.

Пользуясь случаем выражаю глубокую признательность С.Г.Матиняну, обратившему внимание автора на изучение реакции (I), а также за постоянный интерес к работе.

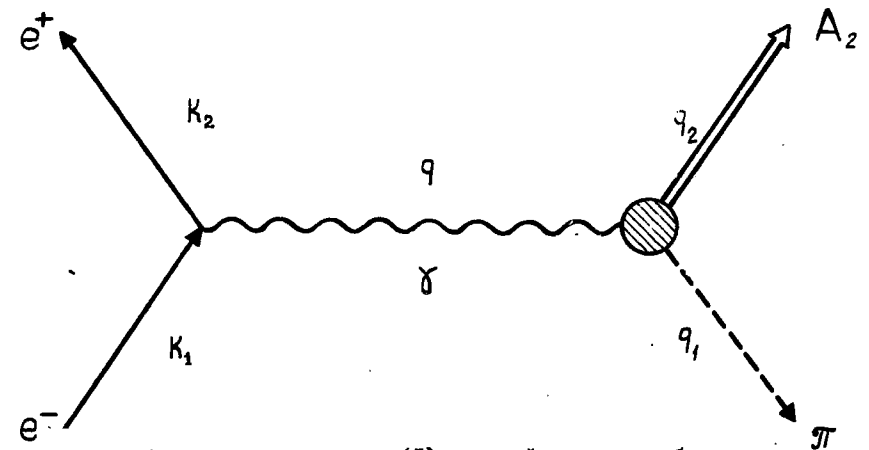


Рис.1 Диаграмма процесса (I) в однофотонном приближении.

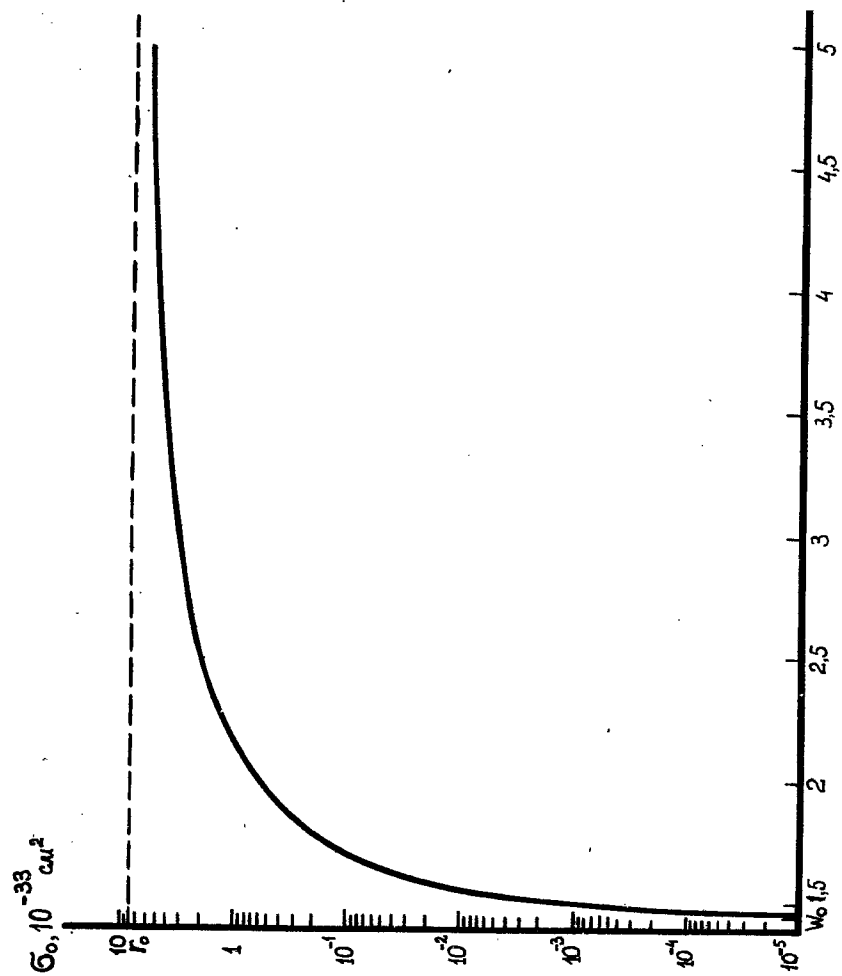


Рис.2 Зависимость полного сечения процесса (I) от энергии реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Соколов, И.М.Тернов. ДАН СССР, 153, 1052, 1963.
2. В.Н.Байер, В.С.Фадин. ДАН СССР, 161, 74, 1965.
3. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 41, 912, 1961.
4. M.Gell-Mann, D.Sharp, W.G.Wagner. Phys. Rev. Lett., 8, 261, 1962.
5. A.H.Rosenfeld, N.Barash-Schmidt, A.Barbaro-Galtieri et al. Preprint UCRL-8030, Sep. 1967.

Рукопись поступила 26 апреля 1968г.

Заказ 167

ВФ 08097

Тираж 250

Множительно-копировальный сектор, Ереванского
физического института, Ереван 36, Маркаряна 2