

А. С. ЖУКАРЕВ, Х. НАМСРАЙ

## ОБРАЗОВАНИЕ $\omega$ -МЕЗОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В статье изучаются возможные изменения периферической модели для описания образования  $\omega$ -мезонов при высоких энергиях. Расчеты фоторождения в периферической модели с учетом пионного формфактора и абсорбционных поправок сравниваются с расчетами в рамках модели фотонной диссоциации. При расчете реакции  $\pi + N \rightarrow \omega + N$  использована модель, в которой учитывается нестабильность обменной частицы. Показано, что в этом случае согласие с экспериментом дифференциального сечения ухудшается, а полного сечения — улучшается по сравнению с обычным расчетом в периферической модели.

При высоких энергиях преобладает рассеяние с малой передачей импульса, поэтому успешным оказывается применение периферической модели для описания взаимодействий элементарных частиц (эта модель в известном смысле эквивалентна учету вкладов ближайших к физической области сингулярностей амплитуд рассеяния в дисперсионном подходе). Однако при детальном исследовании периферической модели обнаруживаются некоторые следствия, не согласующиеся с экспериментом. Так, не удается описать реакции, в которых запрещен обмен одним пионом (даже при учете формфактора или при учете абсорбционных поправок). При описании фоторождения частиц выясняется, что кроме периферического нужно учитывать еще и дифракционный механизм. Однако в реакциях, где разрешен обмен одним пионом, следствия периферической модели блестяще подтверждаются экспериментом. Это говорит о том, что физическая картина взаимодействия в какой-то мере правильно передается картиной однопионного обмена, и необходимо только учесть некоторые добавочные обстоятельства для улучшения согласия с экспериментом.

Одним из таких уточнений может оказаться учет нестабильности обмениваемой частицы в реакциях, где запрещен обмен одним пионом. В случае зарядово-обменного  $\pi N$ -взаимодействия такой учет привел [1] к кардинальному улучшению согласия расчетов с экспериментом. Для изучения реакций фоторождения интересные возможности дает модель фотодиссоциации [2]. Мы изучим реакции образования  $\omega$ -мезонов в рамках указанных видоизменений механизма однопионного обмена.

### § 1. Фоторождение $\omega$ -мезонов в модели фотодиссоциации

Эксперименты по фоторождению  $\rho^0$ -мезонов показывают, что при высоких энергиях важную роль играет механизм фотодиссоциации.

Небольшая, пренебрежимая передача импульса ядру — мишени позволяет фотону превратиться на лету в  $SU_3$  — смесь нейтральных векторных частиц:

$$V_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} \left( \rho^0 + \frac{1}{3} \omega^0 - \frac{\sqrt{2}}{3} \varphi^0 \right),$$

а затем происходит сильное взаимодействие этой смеси с мишенью. В модели с прямой  $\gamma$ — $V_0$  связью [2]:

$$L_{\gamma V_0} = g_{\gamma V_0} m_V^2 A_\mu V_\mu,$$

где амплитуды фоторождения пропорциональны амплитудам рассеяния  $V_0$  на мишени, а разница в ходе соответствующих сечений получается из-за того, что в сечения фоторождения дают вклад не все амплитуды рассеяния, а только те из них, у которых спиральность начальной  $V_0$ -частицы равна  $\pm 1$ . Главный вклад в амплитуду рассеяния дает  $\rho^0$ -часть  $V_0$ -смеси. Константа связи  $g_{\gamma \rho^0}$  оценивалась из фоторождения  $\rho^0$  (см. [2], где получено  $g_{\gamma \rho^0}^2 = 0,24 \alpha$ ,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры). Амплитуды реакции  $\rho + N \rightarrow \omega + N$  будем рассчитывать в периферической модели (однопионный обмен) в двух вариантах: с учетом формфактора пиона и с учетом поглощения (абсорбтивная модель). В первом варианте дифференциальное сечение в системе центра масс имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = g_{\gamma \rho}^2 \frac{f^2}{4\pi} \frac{G^2}{4\pi} \frac{|F(t)|^2 \pi}{12q^2 W^2 m_\omega^2} \frac{q_c^2 (q_c^2 + 2m_\omega^2)}{(\mu^2 - t)^2} t,$$

где  $q$  — импульс  $\rho$ -мезона;  $W$  — полная энергия;  $q_c$  — импульс  $\rho$ -мезона в системе покоя  $\omega$ -мезона;  $t$  — квадрат переданного импульса;  $F(t)$  — формфактор пиона;  $f^2/4\pi$  — квадрат  $(\omega r \pi)$  — константы связи. Для расчетов использовался феноменологический пионный формфактор Амальди и Селлери [3]

$$F(t) = \frac{0,72}{1 + \frac{\mu^2 - t}{4,73\mu^2}} + \frac{0,28}{1 + \left( \frac{\mu^2 - t}{32\mu^2} \right)^2}$$

и значение  $f^2/4\pi = 12$ , полученное в работе [4].

Результаты расчета приведены на рис. 1. Мы видим, что можно говорить только о качественном соответствии эксперименту.

Во втором варианте (абсорбтивная модель) дифференциальное сечение выражается через спиральные амплитуды процесса  $\rho + N \rightarrow \omega + N$ . При этом мы не должны рассматривать амплитуды с нулевой спиральностью  $\rho$ -мезона. Поэтому в дифференциальное сечение будут давать вклад 24 амплитуды, причем независимых из них только 6. Мы выбираем в качестве независимых следующие амплитуды (вычисления проведены в борновском приближении):

$$\langle +, + | M | +, + \rangle = -i\beta_- \cos \frac{\theta}{2} A_+,$$

$$\langle +, + | M | +, - \rangle = -i\beta_+ \sin \frac{\theta}{2} A_+,$$

$$\langle +, + | M | -, + \rangle = -i\beta_- \cos \frac{\theta}{2} A_-,$$

$$\langle +, + | M | -, - \rangle = -i\beta_+ \sin \frac{\theta}{2} A_-,$$

$$\langle 0, + | M | +, + \rangle = -i\beta_- \cos \frac{\theta}{2} A_0,$$

$$\langle 0, + | M | +, - \rangle = -i\beta_+ \sin \frac{\theta}{2} A_0,$$

где

$$\beta_{\pm} = \sqrt{\left(\frac{p_0 + m}{2p_0}\right)\left(\frac{p'_0 + m}{2p'_0}\right)\left(\frac{|\vec{p}|}{p_0 + m} \pm \frac{|\vec{p}'|}{p'_0 + m}\right)\left(\frac{fG\sqrt{p_0 p'_0}}{2(2\pi)^2 m_\omega} \frac{1}{\mu^2 - t}\right)}$$

( $p$  и  $p'$  — 4-импульсы начального и конечного нуклонов);

$$A_+ = i \frac{q^2 \sin^2 \theta}{2m_\rho(q_0 + m_\rho)} (q'm_\rho + qq'_0 \cos \theta),$$

$$A_- = i \left[ q'q_0 + q \cos \theta (q_0 - q'_0) - \frac{q^2 q' \sin^2 \theta}{2(q_0 + m_\rho)} \right],$$

$$A_0 = -\frac{i}{\sqrt{2}} qm_\omega \sin \theta,$$

$\theta$  — угол рассеяния в системе центра масс.

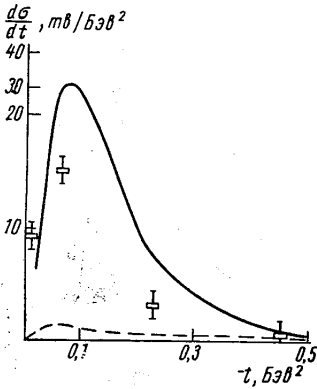


Рис. 1. Дифференциальное сечение процесса  $\gamma + p \rightarrow \omega + p$  при энергии налетающего фотона  $E = 4$  Бэв в модели фотодиссоциации. Сплошная линия — результаты расчета сильного взаимодействия по абсорбтивной модели, пунктирная — по периферической модели с учетом пионного фактора. Экспериментальные точки взяты из работы [6]

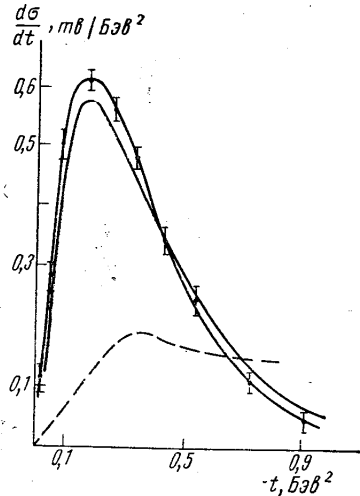


Рис. 2. Дифференциальное сечение процесса  $\pi^+ + n \rightarrow \omega + p$  при импульсе налетающего пиона  $q = 3,25$  Бэв/с. Сплошная линия — результаты расчета в абсорбтивной модели, пунктирная — в модели с измененным пропагатором. Экспериментальные данные взяты из работы [7]

Далее обычным образом [5] вводим абсорбтивные поправки, соответствующие взаимодействию частиц в начальном и конечном состояниях, и вычисляем дифференциальное сечение реакции. Результаты расчета приведены на рис. 1. Как видим, этот расчет хорошо согласует-

сы с экспериментом. Подчеркнем, что не вводилось ни одного параметра специально для нашей задачи, т. е. можно говорить об успешной проверке модели фотодиссоциации.

## § 2. Применение $\rho$ -обменной периферической модели с поглощением и нестабильностью к реакции $\pi + N \rightarrow \omega + N$

В рассмотренной задаче сильный процесс  $\rho + N \rightarrow \omega + N$  мог быть описан в рамках однопионной модели. Исследуем реакцию  $\pi + N \rightarrow \omega + N$ , в которой обмен одним пионом запрещен, а разрешен обмен нестабильным векторным  $\rho$ -мезоном. Как указано во введении, учет нестабильности обменной частицы привел в работе [1] к соответствию расчетов с экспериментом даже для полного сечения реакции, которое обычно плохо воспроизводится в периферической модели. В [1] такой учет производился с помощью изменения пропагатора обменной частицы

$$\frac{1}{\Delta^2 + m_\rho^2} \rightarrow \frac{1}{(\Delta^2 + m_\rho^2)_\gamma} = \frac{\Delta^2 + m_\rho^2 + \left[ \sqrt{\gamma m_\rho} (2m_\rho - \gamma) - \frac{\gamma^2}{4} \right]}{\left[ \Delta^2 + \left( \frac{\gamma}{2} + \sqrt{\gamma m_\rho} \right)^2 + (m_\rho + \sqrt{\gamma m_\rho})^2 \right]^2 - 4\Delta^2 \left( \frac{\gamma}{2} + \sqrt{\gamma m_\rho} \right)^2},$$

где  $\Delta^2 = -t$ ,  $\gamma$  — ширина,  $m_\rho$  — средняя масса  $\rho$ -мезона. В пределе  $\gamma \rightarrow 0$  этот пропагатор переходит в обычный пропагатор стабильной частицы.

Приведем явный вид четырех независимых амплитуд этого процесса в борновском приближении абсорбтивной модели с измененным пропагатором

$$\langle 0, + | M | + \rangle = -i \frac{\beta'_+}{2\sqrt{2}q'} \left\{ -\frac{\omega^2}{8} e^{i\chi(x_0)} + \left( 1 + \frac{\varepsilon^2}{8} \right) s_2 \right\},$$

$$\langle 1, + | M | - \rangle = -i \frac{\beta'_0 q'_0}{q' m_\omega} \left\{ -\frac{5-\alpha}{8} e^{i\chi(x_0)} + \left[ 1 - \alpha + \varepsilon^2 \left( \frac{5-\alpha}{8} \right) \right] s_0 \right\} -$$

$$-i \frac{\beta'_-}{4q' m_\omega} \left( q'_0 + \frac{a_1 a_2 - 1}{a_1 - a_2} q' \right) \left\{ -\frac{\omega^2}{8} e^{i\chi(x_0)} + \left( 1 + \frac{\varepsilon^2}{8} \right) s_2 \right\},$$

$$\langle 0, - | M | + \rangle = -i \frac{\beta'_-}{\sqrt{2}q'} \left\{ -\frac{\omega}{4} e^{i\chi(x_0)} + \left( 1 + \frac{\varepsilon^2}{4} \right) s_1 \right\},$$

$$\langle 1, + | M | + \rangle = -i \frac{q'_0 \beta'_+}{2q' m_\omega} \left\{ -\frac{\omega}{2} e^{i\chi(x_0)} + \left( 1 + \frac{\varepsilon^2}{8} - \alpha \right) s_1 \right\} -$$

$$-i \frac{\beta'_+}{2q' m_\omega} \left( q'_0 + \frac{1 + a_1 a_2}{a_1 + a_2} q' \right) \left\{ -\frac{\omega}{4} e^{i\chi(x_0)} + \left( 1 + \frac{\varepsilon^2}{4} \right) s_1 \right\},$$

где

$$x_0 = \frac{1}{2}, \quad \alpha = \frac{q_0 q'}{q q_0}, \quad \beta'_\pm = \left( \frac{f_{\rho NN}}{4\pi} - \frac{f_{\rho \pi \omega}}{4\pi} \right) \sqrt{(p_0 + m)(p'_0 + m)} (a_1 \pm a_2),$$

$$a_1 = \frac{q}{p_0 + m}, \quad a_2 = \frac{q'}{p'_0 + m}, \quad \omega = 2 \sin \frac{\theta}{2}, \quad \varepsilon^2 = \frac{(m_\rho^2 - t)}{q q'} \gamma - \omega^2,$$

$$s_i = \varepsilon^i \int_{x_0}^{\infty} x J_i(\omega x) K_i(\varepsilon x) e^{i\chi(x)} dx \quad (i = 0, 1, 2),$$

$J$ ,  $K$  — функции Бесселя;  $q' = |\vec{q}'|$ ,  $q = |\vec{q}|$  — импульсы  $\omega$ - и  $\pi$ -мезонов в системе центра масс. Множители  $\exp(i\chi(x))$  характерны для абсорбтивной модели [5] (использовано  $c_+ = 0,8$ ,  $c_- = 1$ ,  $\gamma_- = \frac{3}{4}$ ,  $\gamma_+ = 0,036$ ).

Дифференциальное сечение процесса приведено на рис. 2. Как видно из рисунка, абсорбтивная модель с измененным пропагатором приводит к несогласующемуся с экспериментом дифференциальному сечению процесса. Интересен вопрос о поведении полного сечения с энергией. Оказывается, что полное сечение реакции остается практически постоянным в области энергий до 4 Бэв. В эксперименте наблюдается убывание полного сечения. В простой абсорбтивной модели (без учета ширины  $\rho$ -мезона) вычисленное полное сечение растет с энергией.

Итак, учет нестабильности обменного  $\rho$ -мезона в абсорбтивной модели приводит к ухудшению описания дифференциального сечения и к улучшению описания полного сечения.

Следовательно, в той форме, которая использована в работе Лассила, улучшение описания достигается не для всех процессов, а поэтому необходима какая-то другая форма учета нестабильности обменной частицы.

Авторы выражают благодарность участникам семинара проф. Д. Д. Иваненко за полезное обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lassila K. E. Nuovo. Cimento, 42A, 403, 1966.
2. Ross M., Stodolsky L. Phys. Rev., 149, 1172, 1966.
3. Amaldi U., Selleri F. Nuovo Cimento, 31, 360, 1964.
4. Dashen R., Sharp D. Phys. Rev., 133, B1585, 1964.
5. Jackson G. Rev. Mod. Phys., 37, 484, 1965; Jackson G. et al. Phys. Rev., 139, B428, 1965.
6. Chouh H. et al. Phys. Rev., 155, 1468, 1967.
7. Barma M. Phys. Rev., 142, 1088, 1966.

Поступила в редакцию  
3.5 1968 г.

Кафедра  
теоретической физики