

ЕРЕВАНСКИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

ЕрФИ-ТО-3168

Л.Н.КОВАЛЬ, С.Г.МАТИНЯН

ФОТОРОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ
МЕЗОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В МОДЕЛИ
ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ

ЕРЕВАН
1968

Л.Н.КОВАЛЬ, С.Г.МАТИНЯН

ФОТОРОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ
МЕЗОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В МОДЕЛИ
ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ

Рассмотрено явление фоторождения векторных мезонов на протонах при больших энергиях в модели полюсов Редже, учитывающей обмен тензорными реджионами (f, f^*, A_2) в предположении $U(3)$ - симметрии и смешивания между f^- и f^* - мезонов.

Получено подавление фоторождения ψ - мезонов, сохраняющееся и в асимптотике.

В работе одного из авторов [1] (см. также [2]) было показано, что подавление фоторождения ψ - мезона по сравнению с другими нейтральными векторными мезонами ρ, ω при энергии > 2 Гэв может найти свое объяснение на базе модели векторной доминантности, привлекающей идею о прямом γV - переходе, если в амплитуде \sqrt{N} - рассеяния наряду с обменом вакуумного полюса (f) учесть обмен остальных допустимых редже-траекторий 2^+ - нонета (f^* - и A_2 - мезоны). При этом для получения информации об относительной роли вычетов различных траекторий использовалась идея Кабиббо и др. [3] о том, что при $t = 0$ вершинные функции связи реджионов с частицами преобразуются как соответствующие матричные элементы генераторов группы ($SU(3) \times SU(3)$)_B. Кроме того, в работе [1] предполагалось, что f - мезон является унитарным синглетом.

В настоящей работе мы рассмотрим более реалистическую ситуацию, когда f - и f^* - входят в нонет, будучи смешанными в соответствии с экспериментальными значениями масс частиц нонета 2^+ (угол смешивания $\theta_7 = 30^\circ$), учитывая в такой мере отклонение от $SU(6)$ - симметрии (угол смешивания θ , $\cos \theta = \sqrt{2/3}$, $\sin \theta = +\sqrt{1/3}$), аналогично, конечно, рассматриваются векторные мезоны (Γ - нонет, угол смешивания ω , ψ $\theta_8 = 70^\circ$).

Вершины связи нонета тензорных полюсов Редже с векторными мезонами (чистая α - связь) и с нуклоном (отношение $f/d = -2$ [4]), таким образом, подчиняются нонетной $U(3)$ симметрии.

Наконец, вершины перехода χ^V - берутся на основе схемы "смешивания токов" [5], в которой электромагнитный ток адронов записывается в виде:

$$J_\mu(x) = -\frac{m\rho^2}{f\rho} \rho_\mu(x) - \frac{m^2\omega}{2f\gamma} \sin\theta_V \omega_\mu(x) + \frac{m^2\psi}{2f\gamma} \cos\theta_V \psi_\mu(x) \quad (1),$$

где

$$f\rho^{-1} : \frac{1}{2}f\gamma^{-1} \sin\theta_V : \frac{1}{2}f\gamma^{-1} \cos\theta_V = 3 : 0,81 : 1,15 \quad [6].$$

2. Характерные черты рассматриваемой схемы в отношении подавления фоторождения ψ - мезонов качественно связаны с тем, что в ней при $\theta = \theta_T = \theta_V$ f - мезон не связан с ψ - мезоном, и поэтому вклад вакуумного полюса в амплитуду фоторождения ψ - мезона содержит малый параметр $\theta - \theta_T \sim 1/10$. Поэтому здесь, в дополнение к механизму подавления рождения ψ - мезона при энергиях 4 - 6 Бэв, рассмотренному в [1,2] и связанному с деструктивной интерференцией вкладов разных полюсов Редже из-за отрицательного относительного вклада ψ - мезона в ток (I), имеет место дополнительное подавление ψ - рождения, сохраняющееся, в отличие от [2], и при асимптотически больших энергиях, когда существенным оказывается лишь полюс Померанчука.

Поэтому, объясняя малость ψ - фоторождения по сравнению с ρ - рождением при энергиях 4 - 6 Бэв, предложенная схема вместе с тем дает предсказания, отличные как от модели полюсов Редже, рассмотренной в [1,2] (где при очень больших энергиях $\sigma_\rho/\sigma_\psi = 9/2$), так и от модели кварков [7], которая приводит к определенному увеличению отношения σ_ψ/σ_ρ с энергией.

Перейдем к детальному рассмотрению.

3. Амплитуда изучаемого процесса $\chi + \rho \rightarrow V + \rho$ при больших энергиях и малых переданных импульсах в данной схеме представляется в виде:

$$A(\chi\rho \rightarrow V\rho) = \sum_{V_i} g_{\chi V_i} A(V_i\rho \rightarrow V\rho) = \quad (2)$$

$$= \sum_{V_i} \sum_{\tau} g_{\chi V_i} \chi_{\tau}^{V_i V}(t) \chi_{\tau}^{\rho\rho}(t) \frac{\Gamma(\alpha_{\tau} + 3/2)}{\Gamma(\alpha_{\tau} + 1)} \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_{\tau}}}{\sin\pi\alpha_{\tau}} \left(\frac{V_V}{V_0}\right)^{\alpha_{\tau}},$$

де $V_i, V_i = \rho, \omega, \psi$, τ - нумерует реджионы из 2^+ - нонета, вносящие вклад в изучаемый процесс ($\tau = f, f^*, A_2$) * α_{τ} - траектория τ -го реджиона, $\chi_{\tau}^{AB}(t)$ - вершины связи частиц AB с τ - реджионом, $V_V = S + t/2 - m_{\rho}^2 - m_V^2$; $V_0 = 1(5\alpha_0)^2$.

$g_{\chi V_i}$ - "константы связи" χ - кванта с V_i , соответствующие (I) ($g_{\chi\rho} : g_{\chi\omega} : g_{\chi\psi} = 3 : 0,81 : -1,15$). Как мы уже отмечали, к вершинам χ_{τ}^{AB} мы применяем $U(3)$ - симметрию.

Для $\chi_{\tau}^{V\rho}$ имеем:

$$\chi_{\tau}^{V\rho} = g S_{\rho}(V\{V^+R\}), \quad (3)$$

где g - общая константа, а интересующие нас диагональные элементы нонетной матрицы V векторных мезонов и нонетной матрицы R 2^+ - мезонов - реджионов, в соответствии со сказанным в п. I, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \sqrt{2} V_1^1 &= \rho^0 + \cos(\theta - \theta_V)\omega - \sin(\theta - \theta_V)\psi, \\ -\sqrt{2} V_2^2 &= \rho^0 - \cos(\theta - \theta_V)\omega + \sin(\theta - \theta_V)\psi, \\ V_3^3 &= \cos(\theta - \theta_V)\psi + \sin(\theta - \theta_V)\omega, \end{aligned} \quad (3')$$

* Мы учитываем вклад только реджионов, соответствующих 2^+ - нонету. Поэтому наше рассмотрение при средних энергиях не применено к рождению ω - мезонов, где, как известно, [8] существенную роль играет π - мезонная траектория. В случае ψ - и ρ - рождения π - траектория не существенна из-за малости соответствующих вершин.

и аналогично для R_a^a с заменой $\Theta_V \rightarrow \Theta_T$, $\rho^0 \rightarrow A_2^0$,
 $\omega \rightarrow f$, $\psi \rightarrow f^*$. γ_{z}^{PP} - вершина берется,
 в соответствии с анализом полных сечений взаимодействий адрон-
 нов [17], с отношением констант f - связи и d - связи,
 равным -2. Параметры P , P' и R - траекторий
 (f , f^* и A_2 - мезоны) берутся, соответственно,

$$\alpha_P(0) = 1, \quad \alpha_{A_2}(0) = \alpha_{f^*}(0) = 0,5$$

Графики зависимости дифференциальных сечений образования
 нейтральных векторных мезонов от энергии фотона при малых пе-
 реданных импульсах ($-t \approx m_V^2 m_P^2/s^2$) приведены в от-
 носительных единицах на рис. 1. Из этого рисунка видно, что
 отношение ψ/φ при энергии E_γ от 4 до 6 Бэв хорошо
 соответствует опытным данным. 1) При этом большую роль сыграл
 выбор $f/d = -2$. Новой чертой рассмотрения, как уже отмеча-
 лось, является предсказание сохранения подавления ψ -обра-
 зования при очень высоких энергиях, что представляет непо-
 средственный экспериментальный интерес.

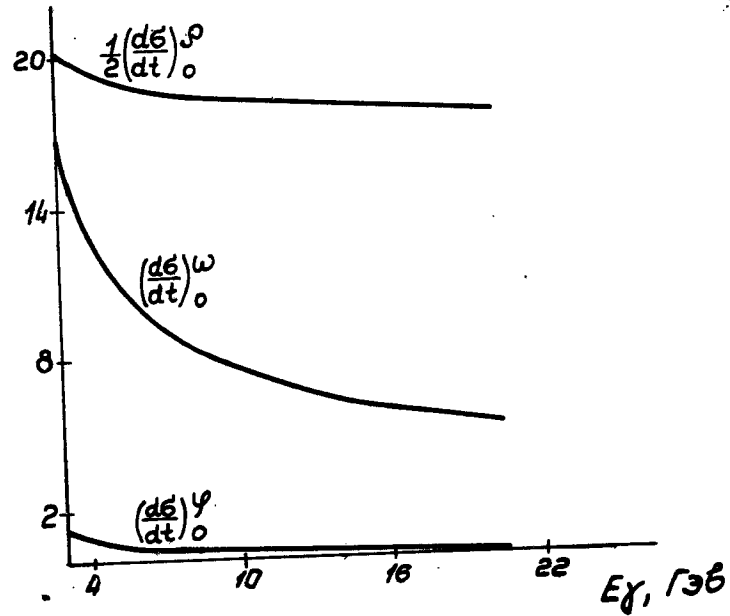
Приведенная таблица иллюстрирует эту малость отношения

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0^\psi / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0^\varphi$$

Таблица

E_γ , Гэв

E_γ , Гэв	$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0^\psi / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0^\varphi$
5	$1,6 \cdot 10^{-2}$
6	$1,4 \cdot 10^{-2}$
7	$1,1 \cdot 10^{-2}$
10	$0,8 \cdot 10^{-2}$
12	$0,7 \cdot 10^{-2}$
14	$0,6 \cdot 10^{-2}$
20	$0,4 \cdot 10^{-2}$



I. Фоторождение нейтральных векторных мезонов при высоких энергиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Г.Матинян, Известия АН Арм.ССР, Физика, 2, 358, 1967
2. F.Buccella, M.Calocci, Phys. Lett., 24B, 61, 1967
3. N.Cabibbo, L.Horwitz, Y.Nee'man, Phys. Lett., 22, 336, 1966
4. V.Barger, M.Olsson, Phys. Rev., 146, 1080, 1966
5. N.M.Kroll, T.D.Lee, B.Zumino, Phys. Rev., 157, 1376, 1967
6. R.J.Oakes, J.J.Sakurai, Phys.Rev.Lett., 19, 1266, 1967
7. K.Kajantie, J.S.Trefil, Phys. Lett., 24B, 106, 1967
8. W.Drechsler, Phys. Lett., 23, 272, 1966

Работа поступила 11-го июня 1968г.

Заказ 136

ВФ 03155

Тираж 250

Множительно-копировальный сектор, Греванского
Физического института, Греван 35, Маршаряна 2