

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ И НАРУШЕНИЕ МОДЕЛИ ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ

C.P. Геворкян¹⁾, A.B. Тарасов

Сечения фоторождения заряженных пионов на ядрах, рассчитанные в работе [1], в рамках модели векторной доминантности (далее VDM), с использованием приближенной процедуры учета зависимости эффективных нуклонных чисел N^{eff} от энергии [2], в целом удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [3]. Однако, при более аккуратном учете энергетической зависимости величин N^{eff} (см. ниже выражение (1)) в рамках VDM, обнаруживается заметное расхождение между предсказаниями теории и экспериментом (см. кри-
вую 1), что свидетельствует либо о нарушении VDM, либо о некорректности используемой схемы описания взаимодействия частиц с ядрами. Указанием на то, что VDM, по-видимому, нарушается, следует считать расхождение между значениями константы связи $\gamma_\rho^2/4\pi$, полученными из анализа данных по фоторождению Π^\pm -мезонов на нуклонах [4] ($\gamma_\rho^2/4\pi \approx 0,3$), и из данных по фоторождению ρ^0 -мезонов на нуклонах [5] ($\gamma_\rho^2/4\pi \approx 0,7$), обнаруженное в последние годы.¹⁾

Ввиду этого сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными по фоторождению заряженных пионов на ядрах может служить лишь для проверки теории некогерентного рождения частиц на ядрах. Полагая, как и в VDM, что амплитуды процессов фоторождения частиц на нуклонах пропорциональны амплитудам их рождения ρ^0 -мезонами, предполагая при этом (в отличие от VDM), что коэффициенты пропорциональности различны для разных процессов и используя технику расчета сечений некогерентных процессов в рамках теории некогерентного рождения частиц на ядрах [6], для дифференциального сечения процесса $\gamma A \rightarrow \pi^+ A'$ можно получить следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{Z}{2A} \int \omega_o(\beta) \beta d\beta T_o(\sqrt{-t}\beta) N^{eff}(\beta),$$

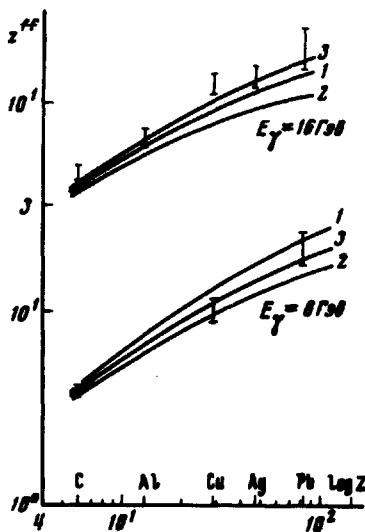
$$\begin{aligned} N^{eff}(\beta) &= \int d^2B \left\{ \int dz \rho(B, z) \exp \left[-(\sigma_\pi - \omega_\pi) \int_z^\infty \rho(B, z') dz' \right] - \right. \\ &- W \operatorname{Re} \sigma'_\rho \int dz_1 dz_2 \rho(B, z_1) \rho(B, z_2) \exp [i \Delta(z_1 - z_2)] - \\ &- \left(\frac{\sigma'_\rho}{2} \right) \int_{z_1}^{z_2} \rho(B, z') dz' - (\sigma_\rho - \omega_\rho) \int_{z_2}^\infty \rho(B, z') \} + W^2 \times \\ &\times [\omega_\rho \int dz_1 dz_2 \rho(B, z_1) \rho(B, z_2) \exp [-(\sigma_\rho - \omega_\rho) \int_{z_1}^{z_2} \rho(B, z') dz' -] \end{aligned}$$

¹⁾ Ереванский физический институт,

$$\begin{aligned}
& - (\sigma_\pi - \omega_\pi) \int_{z_2}^{\infty} \rho(B, z') dz'] + \operatorname{Re} \sigma'_p \left(\frac{\sigma'_p}{2} - \omega_p \right) \int dz_1 dz_2 dz_3 \times \\
& \times \rho(B, z_1) \rho(B, z_2) \rho(B, z_3) \times \exp [i\Delta(z_1 - z_2) - \frac{\sigma'_p}{2}] \times \\
& \times \int_{z_1}^{z_2} \rho(B, z') dz' - (\sigma_p - \omega_p) \int_{z_2}^{z_3} \rho(B, z') dz' - (\sigma_\pi - \omega_\pi) \int_{z_3}^{\infty} \rho(B, z') dz'] \} ,
\end{aligned}$$

где $W = \frac{f(\gamma N \rightarrow \rho^0 N) f(\rho^0 p \rightarrow n \pi^+)}{f(\rho^0 N \rightarrow \rho^0 N) f(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$, $\sigma''_{\pi^0}(p) = \frac{4\pi}{ik} f(0)_{\pi^0(p) N \rightarrow \pi^0(p) N}$.

$$\omega_x \equiv \omega_x(\beta) = \int \frac{d\sigma_x}{dt}(t) I_0(\sqrt{-t}\beta) dt, \quad x = 0, \pi, \rho. \quad (2)$$



На рисунке представлены значения величин

$$Z_{eff} = \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow \pi^+ A') / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow \pi^+ N),$$

рассчитанные по формуле (1), в предположении справедливости VDM ($W = 1$, кривая 2) и для ее нарушенного варианта ($W = 0,7$, кривая 3) при энергиях $E_\gamma = 86 \text{ эв}$ и $E_\gamma = 166 \text{ эв}$, и передачи импульса $t = -0,45 (13 \text{ эв}/c)^2$. Кривая 1, приведенная для сравнения, соответствует расчетам в рамках VDM с использованием интерполяционной формулы из работы [2]. Экспериментальные точки взяты из работы [3]. При расчете предполагалось, что $\sigma_\rho = \sigma_\pi$, $a_\rho = a_\pi = 0$. Наклоны дифференциальных сечений в случае фотогорждения π^+ -мезонов

и упругого рассеяния полагались равными $a_{\gamma\pi} = 2,5 (\text{эв}/c)^{-2}$ и $a_{\pi\pi} = 8 (\text{эв}/c)^{-2}$ соответственно. Как видно из рисунка, более корректный учет энергетической зависимости N^{eff} , совместно с учетом нарушения VDM (кривая 3), позволяет добиться наилучшего согласия теории с экспериментом. На наш взгляд, это согласие подтверждает правильность основных принципов, на которых базируется теория некогерентных процессов, развитая в работах [6], что позволяет применять ее к анализу процессов некогерентного рождения нестабильных частиц для определения характеристик их взаимодействия с нуклонами. Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Г.А.Вартапетяна, Л.И.Лапидуса и С.Г.Матиняна за ценные замечания и стимулирующие обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
24 июля 1972 г.

Литература

- [1] G.von Bochmann, B.Margolis, C.L.Tang. Phys. Rev. Lett., 24, 483, 1970.
 - [2] K.Gottfried, D.R.Yennie. Phys. Rev., 182, 1595, 1969.
 - [3] A.M.Boyarski et al. Phys. Rev. Lett., 23, 1343, 1969.
 - [4] R.Diebold, J.Poirier. Phys. Rev. Lett., 22, 906, 1969.
 - [5] J.Park et al. Nucl. Phys., B36, 404, 1972.
 - [6] С.Р.Геворкян , А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, Р2-5752, Р2-5864.
-