

РОЖДЕНИЕ ρ -МЕЗОНА В πN -СТОЛКНОВЕНИЯХ И ГИПОТЕЗА О СВЯЗИ ρ -МЕЗОНА С СОХРАНЯЮЩИМСЯ ТОКОМ

Н.Н.Ачасов, В.И.Белиничер, Л.М.Сажков

При изучении рождения ρ -мезона в πN -столкновениях обычно исходят из модели однопионного обмена [1], считая вклад периферической диаграммы (рис.2, а) в амплитуду процесса доминирующим, вследст-

вие близости пионного полкаса к физической области передаваемого импульса. В настоящей работе мы рассмотрим этот процесс, предполагая вслед за Сакураи [2], что ρ -мезон связан с сохраняющимся изовекторным векторным током:

$$(\square - m^2) \rho_n^a(x) = j_n^a(x); \quad \partial_n j_n^a(x) = 0. \quad (1)$$

Матричный элемент реакции $\pi N \rightarrow \rho N$ может быть записан в виде:

$$\begin{aligned} \langle out | k\alpha; p_2 | p_1; q\beta \rangle_{in} = \\ = -i(2\pi)^{-3/2} (2k_0)^{-1/2} \int e^{ikx} E_{n:out} \langle p_2 | j_n^a(x) | p_1; \\ q\beta \rangle_{in} dx, \end{aligned} \quad (2)$$

где E — вектор поляризации ρ -мезона. Из (1) и (2) следует, что условие сохранения изотопического тока для матричного элемента имеет вид:

$$(p_2 - p_1 - q)_n \langle p_2 | j_n^a(0) | p_1; q\beta \rangle_{in} = 0. \quad (3)$$

Мы для определенности будем рассматривать рождение ρ^+ -мезона, все результаты верны для рождения ρ^0 - и ρ^- -мезонов. Подробное изложение работы можно найти в [3].

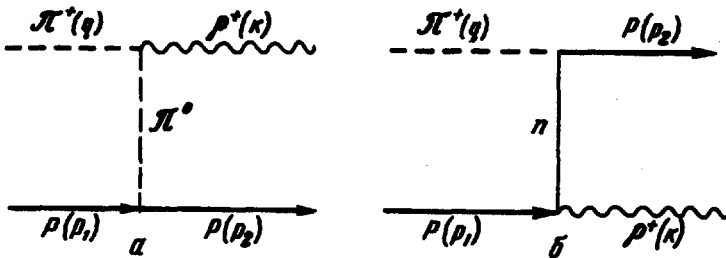


Рис.1

Легко убедиться, что условие (3) для периферической диаграммы (рис.1, а) не выполняется. Чтобы удовлетворить условию (3), учтем диаграмму с "излучением" ρ -мезона нуклоном (рис.1, б). При вычислении этих диаграмм мы используем эффективный лагранжиан:

$$L_{int} = g \bar{N} \gamma^5 r^a N \pi^a + f \bar{N} \gamma^5 \frac{r^a}{2} N \rho^a + f \rho_n^a \pi^b \partial_n \pi^c \epsilon^{abc} \gamma^5 : \quad (4)$$

Вклад типа "сильного магнитного" члена мы не учитываем. Дифференциальное сечение реакции $\pi N \rightarrow \rho N \rightarrow \pi\pi N$, просуммированное по спи-

зона, Ω — телесный угол конечного π -мезона в с.ц.м. двух рождающихся пионов. Здесь учитывалось, что ρ -мезон распадается на два пиона. Мы исследовали (5) при $0 \leq t \leq 10 \mu^2$ и практически при любых s .

Оказывается, что, если проинтегрировать выражение (5) по Ω , зависимость $d^2\sigma/d\omega^2 dt$ от t близка к зависимости в случае учета только однопионного обмена. Можно сказать, что с ростом s эта близость усиливается для не слишком малых $|t|$ ($t < -\mu^2$). Хотя вклад от диаграммы (рис.1, б) никогда не мал по сравнению с вкладом от диаграммы (рис.1, а), происходит компенсация \bar{U}^2 и $2\bar{U}\bar{T}$, $\bar{U}^2 = 1/4\pi \int U^2 d\Omega$, $\bar{T}^2 = 1/4\pi \int T^2 d\Omega$, $2\bar{U}\bar{T} = 1/4\pi \int 2UT d\Omega$. При $s \rightarrow \infty$ и $t \rightarrow 0$ (рождение ρ -мезона вперед) картина резко меняется, вклад от диаграммы рис.1, а исчезает, и основную роль играет "излучение" ρ -мезона нуклоном. Это означает, что в настоящее время нельзя сделать определенного вывода о периферической природе $\pi N \rightarrow \rho N$ реакции, исследуя экспериментально зависимость $d^2\sigma/d\omega^2 dt$ от t .

Если в с.ц.м. двух рождающихся пионов за ось z выбрать направление импульса налетающего пиона, то зависимость от азимутального угла ϕ эквивалентна зависимости от угла Янга-Треймана [4]. Выражение (5) сильно зависит от угла Янга-Треймана. Однако, если мы интересуемся распределением только по углу Янга-Треймана, а по углу θ -между импульсами налетающего пиона и пиона в конце реакции проинтегрируем, то практически зависимость от угла Янга-Треймана исчезает.

Учет "излучения" ρ -мезона нуклоном позволяет объяснить наблюдавшийся экспериментально пик в районе ρ -мезона при $|\cos \theta| \leq 0,3$ [5,6] без привлечения резонанса в S -волне $\pi\pi$ -рассеяния. На рис.2, а и 2, б приведены графики: для \bar{T}^2 — пунктирная кривая, для $2\bar{U}\bar{T} + \bar{U}^2 + \bar{T}^2$ — кривая I, для \bar{U}^2 — кривая II, для $2\bar{U}\bar{T}$ — III для $2\bar{U}\bar{T} + \bar{U}^2$ — IV, для $(1/2\pi) \int (U^2 + 2UT + T^2) d\phi |_{\theta=90^\circ} = (1/2\pi) \int U^2 d\phi |_{\theta=90^\circ} - V$

(V — импульс налетающего пиона в лабораторной системе).

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.Ф. Гинзбурга, В.В. Серебрякова и Д.В. Ширкова за интересные замечания и обсуждение результатов, один из авторов (Н.Н.А.) благодарен Р.М. Мурадьяну и Б.В. Струминскому за обсуждение векторной теории сильных взаимодействий.

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступило в редакцию
16 июня 1967 г.

Литература

- [1] G.E. Chew, F.E.Low. Phys. Rev., 114, 1640, 1959.
- [2] J.J.Sakurai. Ann. of Phys., 1P, 1, 1960.
- [3] N.N.Achasov, V.I.Belinicher, L.M. Samkov. Preprint IM SOAN USSR Novosibirsk, 1967 (to be published).
- [4] I.D.Jackson. Nuovo Cim., 34, 1644, 1964.

[5] V.Hagopian et all. Phys. Rev. Lett., 14, 1077, 1965.

[6] M.A.Jabiol, F.E James, Nguyen Huu Khanh. Phys. Rev. Lett., 17, 1065, 1966.