Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 11, стр. 742 – 746 *5 декабря 1979 г.*

О МАЛОСТИ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ РЕЗОНАНСОВ И ПУЧКОВ ЧАСТИЦ НА НУКЛОНАХ

В.С.Веребрюсов, Л.А.Пономарев

Найден вклад в вершинную функцию резонанса реальных состояний распадных частиц. Показано, что учет этого вклада позволяет объяснить основные закономерности сечений рассеяния резонансов и пучков частиц на нуклонах.

1. Рассмотрим общие свойства вершинных функций (ВФ) резонансов и применим полученные результаты к анализу экспериментальных данных о полных сечениях рассеяния резонансов и пучков частиц на нуклонах, полученных при обработке экспериментов по рождению этих систем на ядрах [1)].

Для простоты рассмотрим скалярную ВФ S-волнового резонанса, распадающегося на две скалярные частицы a_1 и a_2 с массами μ_1 и μ_2. Массу и ширину резонанса обозначим M и Γ ($M > \mu_1 + \mu_2$). Обозначив: p_1 и p_2 – 4-импульсы резонанса до и после взаимодействия; $k = p_1 - p_2$; $s_i = p_i^2$; определим ВФ резонанса как $G(s_2, s_1, k^2)$. Вклад ее в амплитуду однократного рассеяния запишем в виде (рис. 1,*а*)

$$\Pi(s_2)G(s_2, s_1, k^2)\Pi(s_1), \tag{1}$$

где: $\Pi(s) = -(s - M^2 + i\sqrt{s}\,\Gamma(s))^{-1}$ – функция Грина резонанса; $\Gamma(s) = \lambda^2 Q/8\pi s$; $Q = \sqrt{[s-(\mu_1+\mu_2)^2][s-(\mu_1-\mu_2)^2]}/2\sqrt{s}$; λ – ВФ распадного взаимодействия.

Применим $G_0(k^2)$ в качестве обозначения для ВФ резонанса в области нераспадных масс ($s_1, s_2 < (\mu_1+\mu_2)^2$). При численных оценках будем предполагать, что именно эта величина предсказывается кварковой моделью.

Полагая, что G_0 слабо зависит от массы резонанса ($G_0 = G_0(k^2)$), вычислим изменение ВФ при переходе к распадным массам резонанса ($s_1, s_2 \approx M^2$) с помощью графического равенства на рис. 1, включающего все графики, содержащие реальные состояния распадных частиц (мы предполагаем, что взаимодействует только одна частица – a_1)[2)].

[1)] Частный случай взаимодействия резонанса с реальным фотоном ранее был рассмотрен в работах [1]. В них было показано, что мультипольные моменты нестабильных частиц (магнитный момент и др.), в отличие от стабильных, комплексны. Эта комплексность реально наблюдаема на опыте. Учет ее привел к правильному описанию экспериментальных данных по радиационному рассеянию $\pi^+ p \to \pi^+ p\gamma$ в области изобары Δ^{++} (1236).

[2)] Опираясь на успешное описание процессов взаимодействия адронов с мягкими фотонами (приближение Лоу) и померонами [2] в рамках полюсного приближения, мы ожидаем, что амплитуды, соответствующие полюсным графикам 1,*в*, *г* с физическими значениями ВФ λ и g_1 при $k^2 \to 0$ применимы к описанию экспериментальных данных.

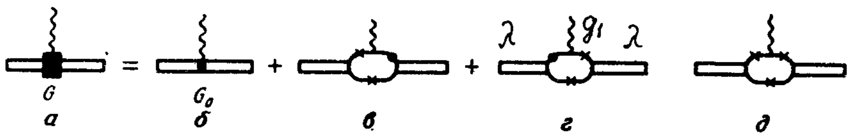

Рис. 1

Линии с крестиками на этом рисунке соответствуют функциям Грина частиц на массовой поверхности, а с точками — полной функции Грина за вычетом вклада массовой поверхности.

Графическому равенству на рис. 1 соответствует следующая величина ВФ

$$G(s_2, s_1, k^2) = G_0(k^2) + g_1(k^2)\left[i\sqrt{s_1}\Gamma_1 I_{1p} + i\sqrt{s_2}\Gamma_2 I_{2p} + i\sqrt{s_1}\Gamma_1 I_{1\delta}\right] \quad (2)$$

здесь: g_1 — ВФ частицы a_1; $\Gamma_i = \Gamma(s_i)$; величины I_{ip}, $I_{i\delta}$ соответствуют вкладу внемассовой и массовой поверхности в интегралах

$$I_i = I_{ip} + I_{i\delta} = \frac{-1}{4\pi}\int d\Omega_i\,[(r \mp k)^2 - \mu_1^2 + i\epsilon]^{-1},$$

$$I_{1p} = \frac{-1}{4\pi}\int d\Omega_1 P\left[\frac{1}{-2(rk) + k^2}\right] = \frac{-1}{4Q_1|\mathbf{k}|_1}\ln\left|\frac{2Q_1|\mathbf{k}|_1 - 2E_1\omega_1 + k^2}{2Q_1|\mathbf{k}|_1 + 2E_1\omega_1 - k^2}\right|,$$

$$(3)$$

$$I_{2p} = \frac{-1}{4\pi}\int d\Omega_2 P\left[\frac{1}{2(rk) + k^2}\right] = \frac{-1}{4Q_2|\mathbf{k}|_2}\ln\left|\frac{2Q_2|\mathbf{k}|_2 + 2E_2\omega_2 + k^2}{2Q_2|\mathbf{k}|_2 - 2E_2\omega_2 - k^2}\right|,$$

$$I_{i\delta} = \frac{-1}{4\pi}\int d\Omega_i\,[-i\pi\delta(\mp 2(rk) + k^2)] = \frac{i\pi}{4Q_i|\mathbf{k}|_i}\Theta(s_1 - z_1)\Theta(z_2 - s_1), \quad (4)$$

$$E_1 = \frac{s_1 + \mu_1^2 - \mu_2^2}{2\sqrt{s_1}}; \quad E_2 = \frac{s_2 + \mu_2^2 - \mu_1^2}{2\sqrt{s_2}}; \omega_1 = \frac{s_1 - s_2 + k^2}{2\sqrt{s_1}}; \quad \omega_2 = \frac{s_1 - s_2 - k^2}{2\sqrt{s_2}}, \quad (5)$$

где: индекс i соответствует СЦИ резонанса до ($i = 1$) и после ($i = 2$) взаимодействия; r — 4-импульс частицы a_1 (на массовой поверхности); (Q_i, $|\mathbf{k}|_i$), (E_i, ω_i) — модули 3-импульсов и энергии, соответствующие 4-импульсам r и k; $d\Omega_i$ — элемент фазового объема. Произведение Θ-функций в (4) ограничивает область на оси s_1, дающую ненулевой вклад графика 1,$д$.

$$z_{2,1} = s_2 - k^2 \frac{s_2 - \mu_1^2 - \mu_2^2}{2\mu_1^2} \pm \sqrt{(-k^2)(4\mu_1^2 - k^2)\Lambda(s_2, \mu_1^2, \mu_2^2)}$$

$$\Lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc. \qquad (6)$$

2. Рассматривая ВФ, соответствующую перерассеянию резонанса, рожденного в какой-либо адронной реакции, например $hA \to RA$ (рис. 2), можно убедиться, что в рамках нашего приближения, учитывающего линейные по ширине Г члены в ВФ резонанса, кроме графиков на рис. 1, следует учесть полюсной график, изображенный на рис. 3,*в*. Выделим S-волновое состояние конечных частиц в амплитуде, соответствующей этому графику

$$T_S = \frac{-\lambda g_1(k^2)}{4\pi} \int d\Omega_2 \frac{1}{(r+k)^2 - \mu_1^2 + i\epsilon} = -\lambda g_1(k^2) I_2 \Pi(s_1). \qquad (7)$$

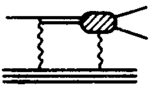

Рис. 2

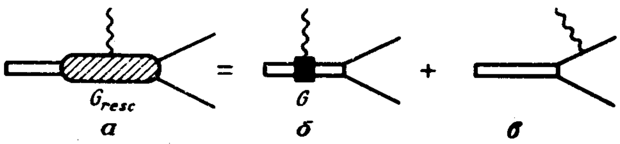

Рис. 3

Определив ВФ, соответствующую этой амплитуде, соотношением $T_s = \lambda\Pi(s_2)G'\Pi(s_1)$ и складывая G' с G в (12), получаем следующее выражение для эффективной ВФ перерассеяния резонанса G_{resc}

$$G_{resc} = G_0(k^2) + g_1(k^2)[i\sqrt{s_1}\Gamma_1 I_{1p}(s_2, s_1, k^2) - (s_2 - M^2)I_2(s_2, s_1, k^2)]. \qquad (8)$$

Произведем численную оценку померонной ВФ G_{resc} при различных k^2, взяв для резонанса параметры ρ-мезона $M = 0{,}76$ ГэВ, $\Gamma = 0{,}14$ ГэВ, $\mu_1 = \mu_2 = 0{,}14$ ГэВ. Так как при обработке данных по рождению резонансов на ядрах всегда интегрируют по массам резонанса, усредним G_{resc} в плоскости s_1, s_2 на пересечении полос $(M - \Gamma/2)^2 < s_1, s_2 < (M + \Gamma/2)^2$. Результат этого усреднения для реальной и мнимой частей G_{resc}, разделенных на ВФ π-мезона

$$\bar{F}_R = 2\,\mathrm{Re}\,\overline{G}_{resc}/g_1(k^2), \qquad \bar{F}_I = 2\,\mathrm{Im}\,\overline{G}_{resc}/g_1(k^2) \qquad (9)$$

приведен в таблице. Коэффициент два в (9) соответствует учету взаимодействия со вторым пионом. При получении таблицы также предполагалось, что в (8) затравочное значение померонной ВФ ρ-мезона равно ВФ пиона $G_0(k^2) = g_1(k^2)$, как это предсказывает, например, кварковая модель. Таблица демонстрирует резкую зависимость свойств усредненной ВФ от k^2.

$k^2, (\text{ГэВ}/c)^2$	$-2{,}5\cdot 10^{-3}$	$-5\cdot 10^{-3}$	-10^{-2}	$-0{,}15$
$\bar{F}_R$	$-0{,}53$	$0{,}08$	$0{,}45$	$0{,}91$
$\bar{F}_I$	$0{,}26$	$0{,}23$	$0{,}34$	$0{,}17$

3. Применим полученные результаты к анализу свойств полных сечений перерассеяния резонансов и пучков частиц на нуклоне, полученных при обработке экспериментальных данных по рождению этих систем на ядрах и рамках глауберовского подхода. Для определенности будет рассмотрен ρ-мезон и пучок (3π).

А) В ряде работ ([3 – 5]) было найдено, что полное сечение перерассеяния когерентно рожденной системы (3π) аномально мало. При проведении фазового анализа этой системы было обнаружено, что малым сечением перерассеяния обладает состояние 1^+, в то время как сечение перерассеяния состояния 0^- велико [6].

$$\text{а)}\quad \sigma^t_{3\pi,N}(1^+) = 15{,}8^{+1{,}5}_{-1{,}3}\ \text{мбн},\qquad \text{б)}\quad \sigma^t_{3\pi,N}(0^-) = 56^{+14}_{-14}\ \text{мбн} \tag{10}$$

$$M_{3\pi} = (1 \div 1{,}2)\ \text{ГэВ},\qquad |k^2| < 0{,}01\ (\text{ГэВ}/c)^2 .$$

Интерпретация. Система (3π) в состоянии 1^+ в основном состоит из ρ-мезона и пиона, причем ρ-мезон, также как и вся система (3π) рождается продольно поляризованным. Можно показать, что перерассеяние продольно-поляризованного ρ-мезона близко перерассеянию скалярного резонанса, а соответствующая ВФ имеет форму, аналогичную (8). Из таблицы следует, что действительная часть ВФ ρ-мезона (которая определяет полное сечение) при средних переданных импульсах, характерных для когерентного пика ($|k^2| \approx (2 \div 5)\cdot 10^{-3}\ (\text{ГэВ}/c)^2$), отрицательна или близка к нулю $\mathrm{Re}\, G_\rho \lesssim 0$. Следовательно и соответствующая величина эффективного полного сечения ρ-мезона удовлетворяет этому же условию $\sigma^t_{\rho,N} \lesssim 0$, а сечение перерассеяния всей системы $(\rho\pi)$ удовлетворяет неравенству

$$\sigma^t_{3\pi,N}(1^+) = \sigma^t_{\rho,N} + \sigma^t_{\pi,N} \lesssim \sigma^t_{\pi,N} . \tag{11}$$

Предполагая, что S-волновое состояние пары пионов в области малых масс в основном имеет нерезонансное происхождение, для сечения $\sigma^t_{3\pi,N}(0^-)$ получаем отсутствие эффектов сокращения, так что оно должно иметь "нормальное" значение (10б).

Б) В экспериментах по некогерентному рождению ρ-мезонов на ядрах для сечения перерассеяния продольно-поляризованного ρ-мезона была получена большая величина сечения ($\sigma^t_{\rho,N} \approx \sigma^t_{\pi,N}$) [7].

Интерпретация. Характерные переданные импульсы при некогерентном рождении $|k^2|_{\text{хар}} \approx (0{,}1 \div 0{,}2)\ (\text{ГэВ}/c)^2$. Как следует из таблицы, при этих переданных импульсах вклад графиков 1,*в*, *г*, *д* невелик и ВФ определяется затравочной ВФ G_0. Следовательно, в этом случае можно действительно ожидать равенства $\sigma^t_{\rho,N} \approx \sigma^t_{\pi,N}$.

В) Для сечения перерассеяния когерентно рожденной системы $(p\pi^+\pi^-)$ на нуклоне наблюдалась падающая зависимость его величины от массы этой системы (рис. 4) [8].

Интерпретация. В нашем подходе малость сечения перерассеяния системы $(p\pi^+\pi^-)$ на нуклоне связана с малостью сечения перерассеяния пары $p\pi^+$ при резонансной массе $M_{p\pi^+} \approx M_{\Delta(1236)}$. Вблизи порога системы $(p\pi^+\pi^-)$ резонанс $\Delta^{++}(1236)$ не образуется и, следовательно, обсуждаемое сечение перерассеяние должно иметь "нормальную" большую величину.

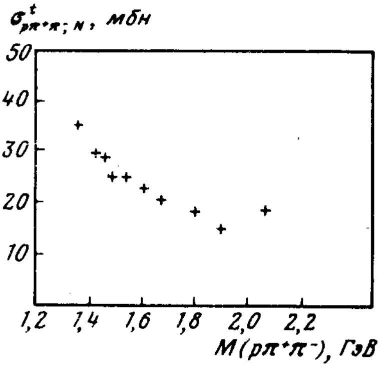

Рис. 4

Таким образом, находясь в рамках "традиционного" диаграммного подхода, мы качественно объяснили основные закономерности, которым удовлетворяют сечения рассеяния резонансов и пучков частиц на нуклонах. Отметим, что альтернативный подход, рассматривающий рождение юных частиц на ядре [9], по-видимому, не в состоянии объяснить одновременно все закономерности.

Авторы благодарны К.Г.Борескову, А.Б.Кайдалову, Ю.А.Симонову, К.А.Тер-Мартиросяну и И.С.Шапиро за обсуждение работы и критические замечания.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
27 октября 1979г.

Литература

[1] L.A.Ponomarev, V.S.Verebruisov. Preprint, ITEP-95, 1977; В.С.Веребрюсов, Л.А.Пономарев. ЯФ, 29, 231, 1979.

[2] Л.А.Пономарев. ЯФ, 27, 1342, 1978.

[3] А.В.Тарасов. ЭЧАЯ, 7, 771, 1976.

[4] Ю.М.Зайцев. II школа физики ИТЭФ, Атомиздат, 1975.

[5] C.Bemporad, W.Beuch, A.C.Melissions. Nuc . Phys., B33, 397, 1971.

[6] W.Beusch, E.Polgar, D.Websdale et al. Phys. Lett., B55, 97, 1975.

[7] А.В.Арефьев, Ю.Д.Баюков, В.И.Ефременко и др. ЯФ, 27, 161, 1978.

[8] R.M.Edelstein, E.J.Makuchowski, C.M.Meltzer et al. Phys. Rev. Lett., 38, 185, 1977.

[9] Е.Л.Фейнберг. Проблемы теоретической физики. М., изд. Наука, 1972, стр. 248.