

## ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ПИОНОВ И Н(1190) —МЕЗОН

А.И. Львов, В.А. Петрушкин

Выполнено насыщение правил сумм для поляризуемостей пиона  $\alpha_\pi$  и  $\beta_\pi$ . Показано, что учет Н-мезона с шириной  $\Gamma_{H \rightarrow \pi\pi} \approx 2$  МэВ устраняет расхождение между предсказаниями ПС и киральных моделей. Найденные значения  $(\alpha + \beta)_{\pi^\pm} \approx 0,3$ ;  $(\alpha + \beta)_{\pi^0} \approx 1,3$ ;  $\alpha_{\pi^\pm} \approx 5$  (в единицах  $10^{-43}$  см<sup>3</sup>) согласуются с экспериментальными данными.

В работах [1,2] было выведено дисперсионное правило сумм (ПС) при конечной энергии для разности адронных поляризуемостей бесспиновой частицы

$$a - \beta_V = \int_0^{\omega_M} \frac{d\omega}{2\pi^2 \omega^2} \left( 1 + \frac{2\omega}{m} \right) \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l(l+1)}{2} [\sigma_{E1}(\omega) - \sigma_{M1}(\omega)] + (a - \beta)^{ac}, \quad (1)$$

которое вместе с известным ПС для суммы [3/

$$a + \beta = \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi^2 \omega^2} \sigma_t(\omega) \quad (2)$$

позволяет вычислить электрическую  $a$  и магнитную  $\beta$  поляризуемости в определенности. Здесь  $\sigma_{E1}$ ,  $\sigma_{M1}$ ,  $\sigma_t$  — мультипольные и полное сечения адронного фотопоглощения при энергии фотона  $\omega$ ,  $m$  — масса частицы, асимптотический вклад  $(a - \beta)^{ac}$  — интеграл по полуокружности достаточно большого радиуса  $\omega_M$  в комплексной плоскости  $\omega$ , выражающийся через асимптотику амплитуды упругого рассеяния фотона на частице с переворотом спиральности. В основании ПС (1), (2) лежат только общие постулаты квантовой

теории поля. Поэтому при сравнении их предсказаний с экспериментальными данными и другими расчетами поляризуемостей проверяются имеющиеся представления о механизме процессов фоторождения и комптоновского рассеяния на адронах.

Уже первые оценки /2/ поляризуемостей пионов с помощью ПС (1), (2) оказались успешными, хотя скудность имевшихся тогда данных о фоторождении адронов на пионах привела к ряду неопределенностей. Величины  $a_{\pi^{\pm},0}$  из /2/ согласуются как с полученным позднее экспериментальным значением  $\sigma_{\pi^-} = 6,8 \pm 1,4$  /4/ (здесь и далее — единицы  $10^{-43}$  см<sup>3</sup>; более грубый результат см. в /5/;  $a_{\pi^0}$  не измерена), так и с предсказаниями киральных моделей /6,7/, успешно описывающих большую совокупность свойств псевдоскалярных мезонов:  $a_{\pi^{\pm}}^{KM} = 4 \div 6$ ,  $a_{\pi^0}^{KM} = -0,7 \div 0,0^*$ . Однако найденная в /2/ разность  $\Delta a_{\pi} = a_{\pi^{\pm}} - a_{\pi^0} \approx 10$ , которая почти целиком определяется резонансными вкладами и практически не зависит от неопределенностей в фоновых вкладах, вдвое превышает значение  $\Delta a_{\pi}^{KM} = 5 \div 6$ .

Теперь, когда ширины распадов  $\rho$ -,  $\omega$ -,  $A_1$  и  $A_2$ -мезонов по каналу  $\gamma\pi$  измерены /9-12/ и согласуются с теорией /13/, это расхождение может рассматриваться как указание на существование ранее не учитывавшегося резонанса с большой радиационной шириной. Такой резонанс был недавно обнаружен /14/. Это  $N(1190)$ -мезон, изоскалярный  $SU(3)$ -партнер  $B(1233)$ -мезона. Он заполняет последнее оставшееся свободным место для мезона из  $u$ - и  $d$ -кварков в нонетах с массами до 1,5 ГэВ. Ширина  $\Gamma_{N \rightarrow \gamma\pi}$  пока не измерена, но в кварковой модели и модели векторной доминантности для нее получается соотношение

$$\Gamma_{N \rightarrow \gamma\pi} = 9 (m_N/m_B)^3 \Gamma_{B \rightarrow \gamma\pi} \quad (3)$$

Подставляя в (3) экспериментальное значение  $\Gamma_{B \rightarrow \gamma\pi} = 230 \pm 60$  кэВ /15/, согласующееся с теорией /13/, находим  $\Gamma_{N \rightarrow \gamma\pi} = 1,9 \pm 0,5$  МэВ.

Переходя к насыщению ПС, выберем значение  $\omega_M = 8$  ГэВ, чтобы учесть вклады в интеграл (1) от наиболее сильных резонансов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B$ ,  $N$  с массами меньше  $M = (m_{\pi}^2 + 2m_{\pi}\omega_M)^{1/2} = 1,5$  ГэВ. Вклад резонансов с большими массами считаем дуальным реджевскому вкладу в величину  $(\alpha - \beta)_{\pi}^{ac}$ . Резонансные вклады вычисляем в приближении нулевой полной ширины, чтобы избежать неопределенностей, связанных с относитель-

\* В алгебре токов /8/ (см. также /2/) значение  $a_{\pi^{\pm}}$  почти в два раза меньше, а сумма  $(\alpha + \beta)_{\pi^{\pm},0}$  равна нулю.

ными фазами резонансных и нерезонансных амплитуд фоторождения. Для широких резонансов  $A_1$  и  $N$  это может привести к завышению соответствующих вкладов на 20-30%. Нерезонансные вклады в сечения  $\sigma_{E1}$  и  $\sigma_{M1}$  от реакций  $\gamma\pi \rightarrow \pi\epsilon(700)$ ,  $\pi\rho$ ,  $\pi f$ , которые достаточно важны из-за усиливающего фактора  $1(1+1)$  в (1), оцениваем в модели однопионного обмена с поглощением  $/16/$ . Из-за отсутствия реджеонов с изоспином 2, вклады  $(a - \beta)_{\pi}^{ac}$  в поляризуемости  $\pi^{\pm}$ - и  $\pi^0$ -мезонов одинаковы и исчезают в разности  $\Delta a_{\pi}$ . Оценим их, чтобы вычислить не только  $\Delta a_{\pi}$ , но и сами поляризуемости пионов.

Вклад в сумму  $(a + \beta)_{\pi}$  от области  $\omega \geq \omega_M$  находится с помощью замены  $\sigma_t^{\gamma\pi} \approx (2/3) \cdot \sigma_t^{\gamma N} \approx 100$  мкбн. Вклад  $(a - \beta)_{\pi}^{ac}$  в разность  $(a - \beta)_{\pi}$  от ведущих реджеонов оценить сложнее из-за отсутствия данных, определенно указывающих на несохранение спиральности фотона при обмене помероном. Оценка вклада померона  $P$  получается, если связать асимптотические вклады в поляризуемости пионов и нуклонов:

$$(a - \beta)_{\pi}^P = \frac{2}{3} \frac{\omega_M^{\pi}}{\omega_M^N} (a - \beta)_N^P,$$

где  $\omega_M^{\pi} = \omega_M^N = 8$  ГэВ,  $\omega_M^N$  — обрезаия, выбираемые для пионов и нуклонов. Если считать доминирующим механизмом переворота спиральности фотона в  $\gamma N$ -рассеянии обмен помероном, то  $|(a - \beta)_N^P| < 1$  при  $\omega_M^N = 1,5$  ГэВ  $/1,2/$ . Тогда  $|(a - \beta)_{\pi}^P| < 3,6$ . Что касается обмена  $f$ -мезоном, то кварковые модели  $/13,17/$  и данные  $/18/$  указывают на малость спин-флиповой вершины  $f_{\gamma\gamma}$ . Возможно, что доминирующий вклад в  $(a - \beta)_{\pi}^{ac}$  обусловлен  $\epsilon$ -обменом, всегда сопровождающимся переворотом спиральности фотона. Этот вклад  $(a - \beta)_{\pi}^{\epsilon} \approx 2,6$ , если  $\Gamma_{\epsilon(700) \rightarrow \gamma\gamma} = 0,8$  кэВ  $/1,2/$ .

Суммируя все вклады, приведенные в табл. 1, находим, что использование новых данных о радиационных ширинах и учет  $N$ -мезона, заметно увеличивающего величину  $a_{\pi^0}$ , приводят к согласию величин  $\Delta a_{\pi}^{ПС}$  и  $a_{\pi}^{ПС}$  с  $\Delta a_{\pi}^{KM}$  и  $a_{\pi}^{KM}$ , а также хорошему согласию с экспериментальными данными:  $a_{\pi^-} = 6,8 \pm 1,4$   $/4/$ ,  $(a + \beta)_{\pi^{\pm}} \approx 0,3$  и  $(a + \beta)_{\pi^0} \approx 1,3$ . Последние два числа есть результат анализа новых данных по реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$  в районе  $f$ -мезона  $/19/$ .

Различные вклады в  $(a + \beta)_{\pi^{\pm}}$  и  $(a - \beta)_{\pi^0}$ ,  $10^{-43}$  см<sup>3</sup>

Резонансы	Радиационные ширины, кэВ		$(a + \beta)_{\pi^{\pm}}$	$(a + \beta)_{\pi^0}$	$(a - \beta)_{\pi^{\pm}}$	$(a - \beta)_{\pi^0}$	$\Delta a_{\pi}$
$\rho$ (770)	$71 \pm 7$	/9/	0,075	0,075	-2,38	-2,38	-
$\omega$ (783)	$880 \pm 52$	/10/	-	0,856	-	27,94	13,54
$A_1$ (1275)	$640 \pm 246$	/11/	0,050	-	4,35	-	2,20
$A_2$ (1310)	$295 \pm 60$	/12/	0,034	-	-9,23	-	-4,60
$B$ (1233)	$230 \pm 60$	/15/	0,021	0,021	1,74	1,74	-
$H$ (1190)	1860*		-	0,208	-	15,70	-7,95
Нерезонансные вклады							
	$\gamma\pi \rightarrow \pi e$		0,02	-	7,2	-	3,6
	$\gamma\pi \rightarrow \pi\rho$		0,02	0,03	6,2	10,6	-2,2
	$\gamma\pi \rightarrow \pi f$		0,00	-	0,1	-	0,1
Асимптотические вклады							
	P, f		0,12	0,12	< 3,6	< 3,6	-
	$\epsilon$		-	-	2,6	2,6	-
Полный вклад							
			0,34	1,31	10,6	+0,3	4,7
			$\pm 0,05$	$\pm 0,1$	$\pm 4$	$\pm 5$	$\pm 2$
			$a_{\pi^{\pm}} = 5,5 \pm 2$		$a_{\pi^0} = 0,8 \pm 2$		

\* Расчет по формуле (3).

В заключение отметим, что учет  $N$ -мезона оказывается очень важным и при насыщении ПС для заряда и радиуса пиона. Интересно измерить радиационную ширину  $N$ -мезона, особенно в свете недавнего утверждения [20], что  $N$ -мезон может быть смешан с близким по массе гибридным состоянием  $q\bar{q}g$ . Желательно также экспериментально проверить соотношение  $a_{\pi^0} \ll \ll a_{\pi^\pm}$  и, измерив асимметрию в  $\gamma N$ -рассеянии в интервале энергий от 1,5 до 10 ГэВ, прямо установить степень несохранения спиральности фотона в  $P$ - и  $f$ -обменах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Львов А. И., Петрунькин В. А., Старцев С. А. ЯФ, 29, 1265 (1979).
2. Петрунькин В. А. ЭЧАЯ, 12, 692 (1981).
3. Baldin A. M. Nucl. Phys., 18, 310 (1960); Лapidус Л. И. ЖЭТФ, 43, 1358 (1962).
4. Antipov Yu. M. et al. Phys. Lett., 121B, 445 (1983).
5. Айбергенев Т. А. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 31 (1984).
6. Волков М. К., Первушин В. Н. ЯФ, 22, 346 (1975); Волков М. К., Эберт Д. ЯФ, 34, 182 (1981).
7. Львов А. И. ЯФ, 34, 522 (1981).
8. Терентьев М. В. ЯФ, 16, 162 (1972).
9. Jensen T. et al. Phys. Rev., D27, 26 (1983).
10. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 56, No. 2, part II (1984).
11. Zielinski M. et al. Phys. Rev. Lett., 52, 1195 (1984).
12. Cihangir S. et al. Phys. Lett., 117B, 119 (1982).
13. Berger S. B., Feld B. T. Phys. Rev., D8, 3875 (1973); Babcock J., Rosner J. L. Phys. Rev. D14, 1286 (1976).
14. Dankowych J. A. et al. Phys. Rev. Lett., 46, 580 (1981); Atkinson M. et al. Nucl. Phys., B231, 15 (1984).
15. Collick B. et al. Phys. Rev. Lett., 53, 2374 (1984).
16. Львов А. И. ЯФ, 29, 962 (1979).
17. Krasemann H., Vermaseren J. A. M. Nucl. Phys., B184, 269 (1981).
18. Edwards C. et al. Phys. Lett., 110B, 82 (1982).
19. Kaloshin A. E. et al. Preprint TPh-144, Inst. Math., Novosibirsk, 1985.
20. Govaerts J. et al. Nucl. Phys., B248, 1 (1984).

Поступила в редакцию 13 сентября 1985 г.