

О ПОРОГОВОМ ЗНАЧЕНИИ КВАДРАТА
АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА $\gamma + p \rightarrow \pi^- + \Delta^{++}(1236)$

М. И. Адамович

В последнее время обсуждаются пороговые значения амплитуд фоторождения мезонов и поведение сечений вблизи порога на основе предельных низкоэнергетических теорем. В частности, значения амплитуд фоторождения одиночных пионов хорошо предсказываются теоремой Кролля-Рудермана с поправками, обусловленными применением гипотезы частично сохраняющегося аксиально-векторного тока. Для фоторождения одиночных заряженных пионов пороговые значения амплитуд практически совпадают с предсказаниями борновского приближения. Эмпирические значения амплитуд фоторождения одиночных пионов были получены в результате феноменологического анализа околопороговых данных и экстраполяции их к порогу.

Экспериментальные исследования фоторождения пар заряженных пионов позволили установить, что в области энергий фотонов до 1 Гэв процесс идет в основном через генерацию отрицательного пиона и возбужденного состояния нуклона - изобары $\Delta^{++}(1236)$ - с последующим ее распадом на пион и нуклон [1]. Вследствие этого процесс фоторождения пары заряженных пионов можно кинематически трактовать как квазидвухчастичный

$$\gamma + p \rightarrow \pi^- + \Delta^{++}(1236). \quad (1)$$

Представляет большой интерес провести анализ имеющихся экспериментальных данных о реакции (1), получить пороговое значение $(k/q)(d\sigma/d\Omega)|_{q=0}$ и сопоста-

вить его с предсказаниями на основе предельных низкоэнергетических теорем. (Здесь k и q – импульс соответственно фотона и пиона в системе центра масс).

В основу феноменологического анализа реакции (1) положим предположение о короткодействии взаимодействия частиц в конечном состоянии (радиус взаимодействия по порядку величины равен комптоновской длине

Таблица 1

Электромагнитный переход	$J(P)$	Состояние π^- -мезона	Зависимость мультиполя от импульса	Барионный резонанс
$E_d(3/2)$	$3/2(-)$	S	const	$N^*(1518)$
$M_d(3/2)$	$3/2(+)$	P	$\sim q$	
$M_d(1/2)$	$1/2(+)$	P	$\sim q$	$N^*(1470)$
$E_q(5/2)$	$5/2(+)$	P	$\sim q$	$N^*(1688)$
$E_q(3/2)$	$3/2(+)$	P	$\sim q$	$N^*(1860)$
$M_q(3/2)$	$3/2(-)$	S	const	$N^*(1518)$

волны пиона). При этом предположении в околопороговом интервале энергий (приблизительно до 650 Мэв) существенную роль могут играть мультипольные амплитуды, приводящие к образованию отрицательных пионов в состояниях орбитального момента $l = 0$ и 1.

В таблице 1 приведены мультипольные переходы, в результате которых отрицательный пион образуется в S- и P-состояниях. В ней указаны полный момент J и четность P системы $\pi + \Delta^{++}(1236)$ в промежуточном состоянии $J(P)$.

Энергетическая зависимость какой-либо мультипольной амплитуды, вообще говоря, не известна. Однако из основного предположения следует, что если представить зависимость от импульса пиона q в системе центра масс в виде степенного полинома, то первый член степенного разложения для мультиполей $M_d(3/2)$, $M_d(1/2)$, $E_q(3/2)$ и $E_q(5/2)$ пропорционален импульсу пиона, в то время как мультиполи $E_d(3/2)$ и $M_q(3/2)$ при $q \rightarrow 0$ являются константами. В таблице 1 указаны барионные резонансы, которые могут давать вклад в мультипольные амплитуды в рассматриваемой области энергий.

Аппроксимация экспериментальной энергетической зависимости $(k/q)[d\sigma/d\Omega(90^\circ)]$ степенными полиномами по импульсу пиона q приводит к следующему наилучшему в статистическом смысле полиному:

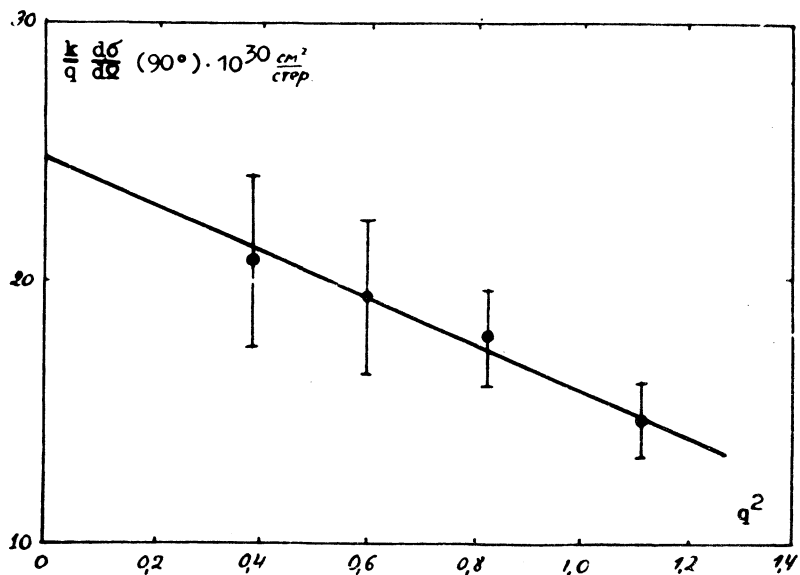
$$\frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ) 10^{30} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}} = (24,6 \pm 3,9) - (8,6 \pm 4,2)q^2. \quad (2)$$

На рис. 1 представлены экспериментальные значения $(k/q)[d\sigma/d\Omega(90^\circ)]$ и сплошной линией изображена их наилучшая аппроксимация степенным полиномом. Таким образом, форма энергетической зависимости $(k/q) \times [d\sigma/d\Omega(90^\circ)]$ вблизи порога свидетельствует о значительном преобладании фоторождения отрицательных пионов в S-состоянии. Экстраполяцией к $q = 0$ получаем пороговое значение $(k/q)(d\sigma/d\Omega)|_{q=0} = (24,6 \pm 3,9) \cdot 10^{30}$ см²/стер. Как известно, пороговое значение $(k/q)(d\sigma/d\Omega)|_{q=0}$

для фоторождения одиночных заряженных пионов практически целиком определяется вкладом борновских членов за счет трех диаграмм Фейнмана, обеспечивающих градиентную инвариантность. Соответствующее борновское приближение для реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^- + \Delta^{++}(1236)$ определяет пороговое значение квадрата амплитуды следующим образом /2/:

$$\frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ) \Big|_{q=0} = \frac{\chi^2}{2} \cdot \frac{e^2}{4\pi} \cdot \frac{g_\Delta^2}{4\pi} \frac{1}{2M^2} \frac{M_\Delta}{(1 + 1/M)(1 + k/M)}, \quad (3)$$

где $\lambda = \hbar/\mu c$, $e^2/4\pi = 1/137$, $g_{\Delta}^2/4\pi$ - константа πN_{Δ} -связи, M_{Δ} , M , μ - соответственно массы изобары $\Delta^{++}(1236)$, нуклона и пиона, k - импульс фотона в системе центра масс. Используя эмперическое значение $(k/q) [d\sigma/d\Omega(90^\circ)]|_{q=0} = (24,6 \pm 3,9) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, получаем $g_{\Delta}^2/4\pi = 37,1 \pm 6,0$.



Р и с. 1. Зависимость $\frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)$ от q^2 . Сплошная кривая - наилучшая аппроксимация данных полиномами.

Из известной ширины Γ распада $\Delta^{++}(1236)$ и соотношения $g_{\Delta}^2/16\pi M^2 = 3M_{\Delta}\Gamma/2p^3(E+M)$ получаем $g_{\Delta}^2/4\pi = 30,9 \pm 4,8$. Здесь p - импульс пиона и E - энергия нуклона в системе центра масс изобары. Две оценки константы $g_{\Delta}^2/4\pi$ хорошо согласуются между собой. Это свидетельствует о том, что реакция (1) на пороге достаточно хорошо описывается борновским приближением.

Экспериментальные данные о величине $(k/q)(d\sigma/d\Omega)|_{q=0}$ могут быть использованы для оценки константы слабой связи $F(\pi^- \Delta)$, появляющейся при рассмотрении процесса на основе условий дивергенции для аксиального тока. Согласно /3/

$$\frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{q=0} = \lambda^2 \frac{e^2}{4\pi} \frac{1}{4\pi f_\pi^2} \frac{F(\pi^- \Delta)}{\left(1 + \frac{1}{M}\right) \left(1 + \frac{k}{M}\right)}, \quad (4)$$

где константа $f_\pi = 0,138 \cdot M$ характеризует π -распад. Подставляя в формулу эмпирическое значение $(k/q) \times (d\sigma/d\Omega)|_{q=0} = (24,6 \pm 3,9) \cdot 10^{30} \text{ см}^2/\text{стер}$, получаем $F(\pi^- \Delta) = 3,5 \pm 0,6$, что хорошо согласуется с величиной $F(\pi^- \Delta) = 2,7 \times M_\Delta/M = 3,57$, полученной при использовании симметрии $U(6) \otimes U(6)$ /3/.

Таким образом, величина квадрата амплитуды фоторождения изобары на пороге достаточно удовлетворительно описывается низкоэнергетическими предельными теоремами, основанными как на градиентной инвариантности, так и на гипотезе частичного сохранения дивергенции аксиального тока и унитарной симметрии. Энергетическая зависимость спадает круче, чем предсказывается формулами (3) и (4). По-видимому, на энергетический ход существенное влияние оказывают барионные резонансы, в частности, резонанс $N^*(1470)$ в канале $M_d(1/2^+)$.

Поступила в редакцию
6 октября 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. V. Allaby, H. L. Lynch, D. M. Ritson. Phys. Rev., 142, 887 (1966).
2. S. Varshay. Phys. Rev. Letts., 18, 970 (1967).
3. И. Монтван. Ядерная физика, 7, 128 (1968).