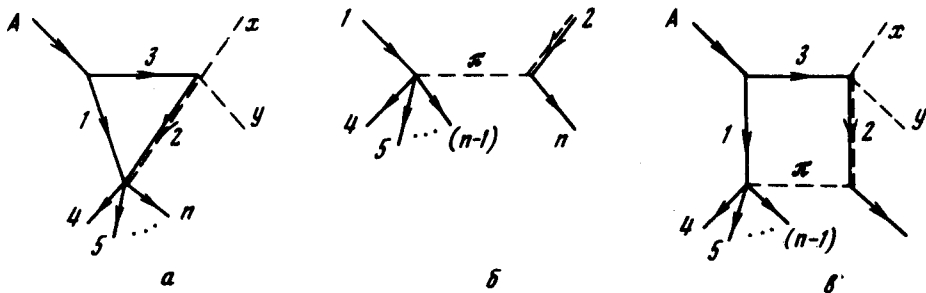


ОЦЕНКА АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОЙ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА ЯДРАХ

В.М.Колыбасов

Для механизма двойной перезарядки, включающего образование виртуальной изобары ($\Delta(1236)$), оценено влияние неустойчивости изобары на абсолютную величину сечения и на характер распределения по недостающей (к вылетающему пиону) массе при различных переданных импульсах.

Реакции типа (π^+ , π^+) на ядрах при высоких энергиях интересны тем, что позволяют наблюдать картину движения комплексной особенности треугольной диаграммы, отвечающей изобарному механизму неупругой двойной перезарядки (рис. а) [1 – 3]. Если экспериментально



Диаграммы, соответствующие изобарному механизму двойной перезарядки. Пунктирные линии – пионы, сплошная с пунктиром отвечает изобаре

регистрируется только конечный пион, то положение максимума в распределении по недостающей к пиону массе меняется в зависимости от значения квадрата импульса, переданного от начального π -мезона к конечному. Для надежного обнаружения механизма, отвечающего рис. а, важно не только наблюдать картину движущейся особенности, но и иметь уверенность в том, что абсолютная величина сечения соответствует теоретическим ожиданиям, тем более что возможны значительные фоновые эффекты.

Изобарный механизм подробно исследовался в работе [2]. Однако формулы, полученные в этой работе, нуждаются в дальнейшей "расшифровке", так как в них входит величина "полного сечения" изобары на ядре 1, обозначавшаяся σ_{12} , которая формально определялась стандартными формулами через матричный элемент реакции

$$1 + 2 \rightarrow 4 + 5 + \dots + n. \quad (1)$$

Величина σ_{12} не имеет простого физического смысла, например нельзя утверждать, что она порядка или меньше геометрического сечения ядра. Дело в том, что изобара с импульсом порядка 500 Мэв/с проходит до распада всего доли ферми и в основном с ядром 1 взаимодействуют нуклон и пион, образующиеся при ее распаде. Особенно важно взаимодействие пиона (рис. б), так как его энергия лежит в резонансной области, где велико сечение πN -рассеяния. Отмеченному обстоятельству отвечает тот факт, что амплитуда реакции (1) (рис. б) имеет полюсную особенность при тех значениях кинематических переменных, которые реально могут осуществляться при интегрировании по импульсам виртуальных частиц в диаграмме рис. в (эта диаграмма получается из рис. а подстановкой рис. б в нижнюю вершину). Таким образом, для оценки абсолютной величины сечения двойной перезарядки нужно понять, какова величина σ_{12} , или наоборот, какую величину σ_{12} можно ожидать из обработки экспериментальных данных по формулам работы [2].

Строгий расчет диаграммы рис. в наталкивается на серьезные технические трудности. Поэтому здесь мы ограничимся приближенной оценкой. Два наиболее существенных момента будут состоять в замене пропагатора пиона некоторым эффективным значением и в нахождении пределов области изменения импульса частицы n p_n , которая дает основной вклад в сечение двойной перезарядки. Сначала рассмотрим случай, когда в вершине $3 + x \rightarrow 2 + z$ переданный импульс невелик, меньше или порядка характерного импульса p_0 , определяемого формфактором ядра A . Пусть p_n таковы, что пропагатор пиона проходит через нуль при импульсе частицы 1 (по нему идет интегрирование), меньшем p_0 , когда формфактор ядра A еще не подавляет подинтегральное выражение. Тогда пропагатор пиона можно эффективно заменить на величину q_0^2 , причем q_0 имеет порядок p_0 (на самом деле, по-видимому, несколько, меньше). Это следует из соображений размерности и может быть проверено на простых примерах, скажем на диаграммах, отвечающих взаимодействию в конечном состоянии. При этом матричный элемент M_{12} реакции (1) простым образом выражается через матричные элементы M' реакции $1 + \pi \rightarrow 4 + \dots + (n - 1)$ (сечение этой реакции обозначим через σ_0) и M_Δ распада $\Delta \rightarrow \pi + n$:

$$M_{12} = \frac{2\mu M' M_\Delta}{k_\pi^2 - \mu^2 - i\eta} \rightarrow \frac{2\mu M' M_\Delta}{q_0^2} \quad (2)$$

μ — масса пиона. Формула (2) позволяет выразить σ_{12} через σ_0 . Основ-

ной вклад дает область импульсов частицы n таких, что $(k_{рез} - p_0) < |p_n| < (k_{рез} + p_0)$, $k_{рез}$ — импульс нуклона, образующегося при распаде свободной изобары. При p_n вне этого интервала подинтегральное выражение сильно подавлено ядерным формфактором. В рамках сделанных выше допущений можно получить, что

$$\frac{\sigma_{12}}{\sigma_0} \sim \frac{m_{\Delta}^2 \Gamma (k_{рез} + p_0)^3}{\pi m q_0^5}, \quad (3)$$

где m_{Δ} и Γ — масса и ширина изобары, m — масса нуклона. Если подставить значения $k_{рез} = 230 \text{ Мэв/с}$, $p_0 = 150 \text{ Мэв/с}$ и $q_0 = 100 \text{ Мэв/с}$, получим

$$\sigma_{12} \sim 300 \sigma_0. \quad (4)$$

Конечно, приведенная оценка весьма груба. Однако на ее основе можно утверждать, что "сечение" взаимодействия изобары с ядром 1, получающееся при обработке данных по неупругой двойной перезарядке по формулам работы [2], должно в несколько десятков или несколько сот раз превышать полное сечение взаимодействия пиона с ядром 1, которое в резонансной области энергий имеет порядок геометрического размера ядра. Это основной результат настоящей работы. Для получения нетривиальной информации о взаимодействии изобары с ядром следует экспериментально выделять такие редкие конечные состояния, в которых присутствует изобара. Дополнительное исследование показывает, что полученная оценка вряд ли может существенно измениться при переходе к импульсам, переданным от начального пиона к конечному, порядка $400 - 500 \text{ Мэв/с}$.

Для проведенных выше рассуждений важно, чтобы кинематика процесса была такова, что нуль пропагатора пиона проходится при $p_1 \lesssim p_0$. Это как раз отвечает области максимума в распределениях по недостающей к пиону массе при различных переданных импульсах. Можно думать, что учет непостоянства матричного элемента процесса [1] мало скажется на виде соответствующих зависимостей, полученных в работе [2], в районе пика, но сильно меняет кривые вдали от максимумов.

Автор благодарен О.Д.Далькарову, Г.А.Лексину и И.С.Шапиро за стимулирующие обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
18 ноября 1974 г.

Литература

- [1] О.Д.Далькаров, И.С.Шапиро. ЯФ, 7, 562, 1968; O. D. Dalkarov, I. S. Shapiro. Phys. Lett., 26B, 706, 1968.
[2] О.Д.Далькаров, В.М.Колыбасов. ЯФ, 18, 809, 1973.
[3] В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро. УФН, 113, 239, 1974.