

Տրանսլյուցենցիա

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍՏԻՆԱԿԱՆ ԿՈՄՄՈՒՆԻԿԱՆԻՍՏ

ЕФИ-73(74)

Г.А.Баян

СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ И ВОЗМОЖНЫЙ
КИНЕМАТИЧЕСКИЙ ВКЛАД В ШИРИНЫ
НЕКОТОРЫХ РЕЗОНАНСОВ



Տրանսլիցիա

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՆՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ-73(74)

Г. А. Баян

СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ И ВОЗМОЖНЫЙ
КИНЕМАТИЧЕСКИЙ ВКЛАД В ШИРИНЫ
НЕКОТОРЫХ РЕЗОНАНСОВ



Г.Л.БАЯТЯН

**СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ И ВОЗМОЖНЫЙ КИНЕМАТИЧЕСКИЙ
ВКЛАД В ШИРИНЫ НЕКОТОРЫХ РЕЗОНАНСОВ**

Обсуждается динамическая составная модель, где с учетом сохранения квантовых чисел, адроны рассматриваются как виртуально-связанные состояния других адронов по возможности с минимальной массой. Применяя принцип тождественности для бесспиновых частиц в виртуально-связанном и свободном состоянии, такая модель предсказывает существование большого количества резонансов и значения квантовых чисел для некоторых из них, приводит к возникновению кинематического вклада в ширины этих резонансов. Предлагается эксперимент для проверки этого вывода.

Ереванский физический институт
Ереван 1974

Scientific Report ЕФИ-73(74)

G.L.BAYATYAN

**COMPOSITE MODELS AND POSSIBLE KINEMATICAL CONTRIBUTION TO
THE WIDTHS OF SOME BARIONIC RESONANCES**

The composite dynamical model treating hadrons as the virtually-bounded states of other hadrons with a minimum possible mass is discussed. Using the identity principle for spinless particles in virtually-bounded and free states, this model predicts a number of resonances and the quantum numbers for some of them. The existence of kinematical contribution to the widths of these resonances follows from this model. To check this conclusion an experiment is proposed.

Yerevan Physics Institute

Yerevan, 1974

© Ереванский физический институт, 1974

В В Е Д Е Н И Е

Попытки классифицировать элементарные частицы приводили к разным составным моделям (Ферми-Янг, Голдхабер, Саката, кварки, партоны и т.п.). Во всех этих моделях, кроме модели партонов, составные части сложной частицы рассматривались как "элементарные" объекты, не меняющиеся в течение времени её жизни (так называемая статическая составная модель). Такой подход приводит к определенным трудностям, связанным с большим значением энергии связи в сильных взаимодействиях, не исключающим возможность пребывания сложного адрона в нескольких виртуальных состояниях, отличающихся друг от друга своими составными частями. Указанные трудности не возникают в модели партонов, с точки зрения которой в зависимости от кинематических условий сложный адрон может иметь разные составные части, которые могут изменяться за время, характерное для адрон-адронных взаимодействий (динамическая составная модель).

В рамках справедливости последней, вопрос "из чего состоит тот или другой адрон" можно ставить в несколько видоизменённой форме: какие состояния в смысле разных составляющих- партонов наиболее часто возникают с течением времени, например, для покоящегося адрона? На данном этапе развития физики элементарных частиц трудно ответить на этот вопрос даже для наиболее хорошо изученного адрона-нуклона. Однако попытки привлечения данных по резонансам для представления в "первом приближении" "дочерних" адронов как составляющие "материнских" нам кажутся перспективными с точки зрения выбора той или другой динамической составной модели. В свою очередь выбор составной модели может привести к определенным предсказаниям для характеристик резонансов, которые могут быть проверены экспериментально. Ниже приводятся соображения, позволяющие установить связь между этими двумя явлениями.

На основе принципа тождественности легко показать, что введение любой составной модели может привести к резонансному взаимодействию между двумя сталкивающимися частицами, если первая из них обладает целочисленным спином, а среди составляющих второй частицы в момент столкновения может находиться партон, тождественный с первой частицей. Для этого представим частицу A как связанное состояние двух (или более) точечно-подобных частиц B' и C' (штрих будет означать связанное состояние частицы). Такое рассмотрение соответствует духу составных моделей (в частности модели партонов). Точечноподобность не противоречит квантовым представлениям потому, что большие импульсы партонов (порядка их массы покоя) приводят к длинам

Своей адрон

воли меньшим, чем размеры "материнского" адрона. Под действием сил связи частицы B' и C' будут двигаться, как волчок [1] . .

Эти частицы, в общем, могут иметь разные чётности, чем "материнская" частица A . Закон сохранения чётности требует отличного от нуля орбитального момента для волчка. Наличие орбитального момента приводит к неизбежности движения частиц B' и C' с некоторой относительной скоростью V_{ω} в составе частицы A . Назовем V_{ω} резонансной скоростью. Предположим, что спин B' частицы равен нулю, а C' частица может иметь полуцелый спин. Далее пусть на частицу A налетает свободная частица B , тождественная с частицей B' . Если относительная скорость частиц B и C' будет равна скорости V_{ω} ; тогда для C' частицы B и B' ничем не отличаются друг от друга. Она может "спутать" B и B' и за время, характерное для адрон-адронной связи, возникнет вероятность одновременного взаимодействия C' частицы с частицами B и B' . Но по предположению C' входит в состав сложного адрона A . Значит при некотором значении скорости частицы B её взаимодействие с частицей A более вероятно (резонансное взаимодействие). Очевидно, что направления движения B' и C' частиц должны быть коррелированы с направлением спина A частицы, который может иметь разные пространственные ориентации относительно направления налетающей частицы B . Если учесть всевозможные пространственные ориентации спина, то из релятивистского закона сложения скоростей получим, что условие резонансного взаимодействия между частицами A и B будет удовлетворено для некоторого интервала скорости ΔV налетающей частицы B . Разным значениям этой скорости в лабораторной системе координат будет соответствовать

разная масса резонанса (суммарная энергия частиц A и B в системе их центра инерции). Это означает, что к естественной ширине резонанса, обусловленной временем его жизни и определяющейся из соотношения Гейзенберга $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, добавляется некоторый вклад, связанный с кинематикой образования резонанса. Этот вклад может быть определен путём измерения зависимости ширины резонанса в системе (AB) от пространственной ориентации спина A частицы относительно направления налетающей частицы B .

Вычисление кинематического вклада в ширину

резонанса Δ_{33} (I236)

Представим физический нуклон как волчок (рис. I), состоящий из "голого" нуклона и одного связанного π -мезона. Отметим, что основные предсказания партонной модели [2], достаточно хорошо подтвержденные экспериментально [3], были получены путём рассмотрения физического нуклона как связанного состояния "голого" нуклона и одного или несколько π -мезонов [4]. Пусть на физический нуклон, покоящийся в лабораторной системе координат, налетает π -мезон, направление движения которого находится в плоскости движения "голого" нуклона и связанного π -мезона (плоскость волчка). Такое предположение приводит к замене пространственной задачи задачей на плоскости, что значительно упрощает проведение расчётов. Постепенно увеличим скорость (энергию) налетающего π -мезона до значения V_{min} , соответствующего порогу образования первого пион-нуклонного резонанса Δ_{33} (нижнему краю резонансной кривой). Если правильны вышеприведенные соображения относительно возможности

"запутать" голым нуклоном связанного и налетающего π -мезона, то легко видеть, что скорость связанного π -мезона в системе покоя физического нуклона (система ц.и. для "голого" нуклона и связанного π -мезона) будет равна скорости V_{min} . Обозначим через V_N и V_{π} скорости в лабораторной системе соответственно для "голого" нуклона и связанного π -мезона. Относительную скорость этих двух частиц можно представить [5]

в виде

$$V_{отн}^2 = \frac{V_{\pi}^2 - 2V_{\pi}V_N \cos \Theta + V_N^2 - V_{\pi}^2 V_N^2 \sin^2 \Theta}{(1 - V_{\pi}V_N \cos \Theta)^2}, \quad (I)$$

где Θ - угол между направлениями скоростей V_{π} и V_N , все скорости измеряются в единицах скорости света.

Очевидно, что в системе покоя физического нуклона импульсы "голого" нуклона и связанного π -мезона одинаковы по величине и противоположны по направлению. С учетом этого выражение (I) дает относительную скорость для случая движения на встречу при угле $\Theta = \pi$

$$V_{\omega} = \frac{V_{\pi} + V_N}{1 + V_{\pi}V_N}. \quad (2)$$

Кроме того V_{π} и V_N должны удовлетворять закону сохранения импульса.

$$\frac{m_{\pi} V_{\pi}}{\sqrt{1 - V_{\pi}^2}} = \frac{m_N V_N}{\sqrt{1 - V_N^2}}, \quad (3)$$

где m_{π} и m_N - массы покоя π -мезона и нуклона соответственно.

Из эксперимента можно определить то значение скорости V_{min} , при которой начинается образование резонанса. Используем известную связь [6] между массой резонансного состояния \tilde{E} (суммарная энергия налетающего π -мезона и физического нуклона в системе их центра инерции) и кинетической энергией π -мезона W_{π} в лабораторной системе координат

$$\tilde{E} = \sqrt{(m_{\pi} + m_N)^2 + 2m_N W_{\pi}}. \quad (4)$$

Выразив кинетическую энергию W_{π} через скорость V_{min} из формулы (4), получим

$$V_{min} = \sqrt{1 - \frac{4m_{\pi}^2 m_N^2}{(\tilde{E}_{min}^2 - m_{\pi}^2 - m_N^2)^2}}, \quad (5)$$

где \tilde{E}_{min} - энергия резонансного состояния, соответствующая V_{min} (нижний край резонансной кривой).

Будем считать, что нижний край резонансной кривой соответствует случаям, когда налетающий π -мезон и "голый" нуклон движутся навстречу или, что то же самое, скорости налетающего и связанного π -мезонов одинаковы по величине и направлению. С учетом этого можно подставить в выражения (2) и (3)

$V_{\pi} = V_{min}$ и найти неизвестные величины V_{ω} и V_N как функции от V_{min} .

$$V_{\omega} = \frac{[\sqrt{1 - (1 - \alpha^2)} V_{min}^2 + \alpha] V_{min}}{\sqrt{1 - (1 - \alpha^2)} V_{min}^2 + \alpha V_{min}^2}, \quad (6)$$

$$V_N = \frac{\alpha V_{min}}{\sqrt{1 - (1 - \alpha^2) V_{min}^2}} \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{m_\pi}{m_N}$.

Предполагаем, что независимо от взаимной ориентации направлений движения резонансное взаимодействие возникает тогда, когда скорость налетающего π -мезона относительно "голового" нуклона будет равняться V_ω , определяемая по формуле (6). Для проверки правильности такого предположения, используя это условие постоянства значения относительной скорости V_ω , можно определить положения верхнего края и вершины резонансной кривой (угол $\theta = 0$ и $\pi/2$ соответственно) с целью сравнения с экспериментом. При угле $\theta = 0$ налетающий π -мезон догоняет "голову" нуклона. Обозначим через V_{max} то значение скорости налетающего π -мезона в лабораторной системе, при котором относительная скорость догоняющего π -мезона и "голового" нуклона равна V_ω . Подставляя в формулу (I) значение $\theta = 0$ и $V_\pi = V_{max}$, с учетом выражений (6) и (7) получим

$$V_{max} = \frac{V_{min} (\beta^2 + 2\alpha\beta + \alpha^2 V_{min}^2)}{\beta^2 + 2\alpha V_{min} + \alpha^2 V_{min}^2} \quad (8)$$

где

$$\beta = \sqrt{1 - (1 - \alpha^2) V_{min}^2}$$

С учетом выражения (5) мы видим, что V_{max} есть функция от \tilde{E}_{min} , m_π и m_N . Этому значению V_{max} будет соответствовать верхний край резонансной кривой \tilde{E}_{max} . Если скорость налетающего π -мезона в лабораторной системе будет

больше, чем V_{max} , то не будет выполняться условие образования резонанса Δ_{33} ни при одной пространственной ориентации направления движения "голового" нуклона.

Наконец для случая $\theta = \frac{\pi}{2}$ (вершина резонансной кривой) выражение (I) дает то значение скорости V_0 налетающего π -мезона в лабораторной системе координат, для которого выполняется условие образования резонанса при перпендикулярной ориентации направления "голового" нуклона по отношению к направлению налетающего π -мезона

$$V_0^2 = \frac{V_\omega^2 - V_N^2}{1 - V_N^2} \quad (9)$$

С учетом выражений (4) и (5) аналогичным образом можно получить значение массы для вершины резонанса \tilde{E}_0 как функцию от нижнего края резонансной кривой \tilde{E}_{min} .

$$\tilde{E}_0 = \sqrt{(m_\pi + m_N)^2 + 2m_\pi m_N \left[\frac{(\beta + \alpha V_{min}^2)}{\beta} \sqrt{\frac{\beta^2 - \alpha^2 V_{min}^2}{(\beta + \alpha V_{min}^2)^2 - (\beta + \alpha)^2 V_{min}^2}} - 1 \right]} \quad (10)$$

Однако экспериментально \tilde{E}_0 определено более точно, чем \tilde{E}_{min} и \tilde{E}_{max} . Поэтому удобно "перевернуть" задачу и по известному положению вершины \tilde{E}_0 резонанса $\Delta(1236)$ определить его края \tilde{E}_{min} и \tilde{E}_{max} . Отметим, что полученные таким способом положения краёв не обязаны совпадать с тем, что наблюдается экспериментально, представляющего сумму эффектов "разбухания" резонансной "линии" из-за её естественной ширины и образования резонанса. Поэтому представляет интерес вычисление доли вклада последнего в суммарную ширину резонанса с целью выяснения экспериментальных возможностей её измерения.

Подставляя в выражение (10) значение $\bar{E}_0 = 1225$ мэв с учётом (5) и (8) получим:

$$\bar{E}_{min} = 1184 \text{ мэв}; \quad \bar{E}_{max} = 1292 \text{ мэв}.$$

Отсюда видно, что положения \bar{E}_{min} и \bar{E}_{max} несимметричны относительно вершины резонанса \bar{E}_0 . Эта разноудаленность (асимметричность) верхнего (67 мэв) и нижнего (41 мэв) краёв от вершины достаточно хорошо повторяет форму резонансной кривой, приведенной на рисунке 2 (вместо вычисленной асимметричности $41 : 67 = 0,61$ эта кривая дает значение $\approx (0,55 + 0,65)$). Рисунок 2 взят из обзорной работы [7], где представлены данные многих экспериментальных исследований.

Отметим, что указанная асимметричность не может быть объяснена резонансной формулой Брейта-Вигнера, которая для полного сечения пион-нуклонного рассеяния имеет вид [7]

$$C_t \sim \frac{\Gamma_e \Gamma}{K^2 [(E - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2]}, \quad (II)$$

где E - энергия, а Γ - полная ширина резонансного состояния, E_0 - энергия, соответствующая вершине резонансной кривой, K - волновой вектор, Γ_e - парциальная ширина упругого канала.

Наблюдаемая на эксперименте асимметричность обычно приписывается к фоновому происхождению, что может привести к разногласию данных [8]. При теоретической пригонке методом наименьших квадратов экспериментального распределения под формулу Брейта-Вигнера такая асимметричность может привести к сдвигу теоретического положения E_0 в сторону больших значений.

Такой "пригоночный сдвиг" наблюдается практически во всех работах, где анализируются данные по Δ_{33} -резонансу [8]. Это видно также из таблицы I, где приводятся значения массы и ширины Δ_{33} -резонанса, определенные в различных экспериментах.

Величина $F_K = E_{max} - E_{min} = 108$ мэв представляет тот вклад в уширение кривой резонанса Δ_{33} , который обусловлен кинематикой его образования. Уширение относится к основанию резонансной кривой в отличие от ширины, которая измеряется на полувысоте её вершины. Из эксперимента известно (рис.2), что основание резонанса (1236) имеет уширение $F_{осн} \approx 380$ мэв. С учётом вышеизложенного можно писать

$$F_{осн}(\Delta) = F_K + F_{ест} \approx 380 \text{ мэв}, \quad (I2)$$

где $F_{ест}$ - естественное уширение Δ (1236) резонанса, обусловленное соотношением неопределенностей Гейзенберга.

Значит $\approx 28\%$ уширения (ширины основания) Δ_{33} -резонанса обусловлено кинематикой его образования. Примерно такой же вклад должна внести кинематика в ширину Δ_{33} -резонанса.

Для проверки этого следствия нужно исследовать зависимость ширины Δ_{33} -резонанса от поляризации нуклона-мишени, на котором происходит рассеяние π -мезонов. Так как нуклон рассматриваем как составную частицу, то очевидно, что должна быть определенная корреляция между направлениями его спина и движений составных частей. Следовательно, при разных ориентациях спина поляризованного нуклона-мишени по отношению к направлению налетающего пучка π -мезонов будут разные кинематические ус-

ловия (разные значения угла θ) для образования Δ_{33} -резонанса, значит и разные значения его ширины. При перпендикулярной ориентации спина нуклона-мишени к направлению движения налетающего π -мезона ширина резонанса Δ_{33} должна быть больше, чем при параллельной (или антипараллельной) ориентации.

Кинематический вклад в ширину Δ_{33} -резонанса может проявляться также при анализе экспериментальных данных по неполяризованным мишеням. Вычисленное выше уширение резонансной кривой максимально-возможное. Оно относится к реакции рассеяния π -мезонов нуклонами. В реакциях прямого рождения с другими частицами, где Δ_{33} -резонанс проявляется как пик над кривой фазового пространства, это уширение может осуществляться частично (или не проявляться совсем) из-за механизма рождения или кинематических ограничений, связанных с разного рода корреляциями между отдельными характеристиками частиц-продуктов реакций. При этом не исключены "экспериментальные сдвиги" вершины резонансной кривой в сторону меньших энергий. Из всего сказанного следует, что ширина Δ_{33} , определенная в реакциях прямого рождения, может оказаться меньше ширины, определенной из данных по пион-нуклонным рассеяниям. Это следствие совпадает с заключением, к чему пришли авторы работы [9]. Такую же тенденцию показывают данные таблицы 1, относящиеся к экспериментальным распределениям, без теоретической пригонки [10]. Это обычно применяемая пригонка критикуется в работе [11], где приводятся соображения, почему предпочтительны экспериментальные распределения.

Таблица I

Значения, определенные из экспериментальных распределений		Значения, определенные с помощью теоретической пригонки		Тип реакции и авторы
E_0 (мэв)	Γ (мэв)	E_0 (мэв)	Γ (мэв)	
1212 ± 8	72 ± 13	1236 ± 6	125 ± 30	$K^*P \rightarrow K^*P\pi^+$ [12]
1213 ± 4	86 ± 12			$K^*P \rightarrow K^*P\pi^+$ [13]
1220	90	1229 ± 5	120	$\pi^*P \rightarrow \pi^*P\pi^0$ [14]
	92 ± 12	1217 ± 8	115 ± 5	$(\pi^*P \rightarrow \pi^*P\pi^0)^*$ [15]
1225 ± 3	111 ± 6	1236 ± 2	110 ± 5	$\pi^*P \rightarrow \pi^*P$ [7]
1220 ± 2	108 ± 4	1233 ± 3	115 ± 5	$\pi^*P \rightarrow \pi^*P$ [16]

*) MM - метод недостающей массы.

В рамках вышеизложенной модели получается некоторая связь между массами и ширинами для разных зарядовых состояний данного резонанса. Чем больше масса данного зарядового состояния, тем больше должна быть его ширина. Этот вывод находится в количественном согласии с экспериментальными данными [17], где для равенности масс и ширин Δ^0 и Δ^{++} приведены данные $2,6$ (мэв/ c^2) и $(6,4 \pm 1,8)$ мэв соответственно. Наши расчеты для разности масс $2,6$ (мэв/ c^2) дают значение в разности ширин $6,1$ мэв. Существование более высоких (πN)-резонансов по-видимому можно приписать тем состояниям, когда физический нуклон можно рассматривать как систему, состоящую из одного "голого" нуклона и несколько связанных π -мезонов. В этом случае мы должны рассматривать проблему многих тел, что является сложной кинематической задачей.

Не исключена также возможность того, что большинство высших (πN)-резонансов можно приписать к резонансному взаимодействию между π -мезоном и более низкими πN -резонансами (доминирующим является взаимодействие π -мезона с Δ (1236)-резонансом). Подтверждением этого может служить широко известный каскадный характер распадов высших (πN)-резонансов [8] ($N^*(1520)$; $N^*(1670)$; $N^*(1688)$; Δ (1950)). Известно также, что с увеличением масс (πN)-резонансов упругие парциальные ширины распадов уменьшаются, а неупругие каскадные - растут.

Каскадный характер распадов наблюдается также у странных барионных и мезонных (странных и нестранных) резонансов [8].

Практически отсутствуют моды распадов (πN)-резонансов с участием странных частиц, хотя никакими законами сохранения они не запрещены. По-видимому это является веским аргументом в пользу того, что резонансы в основном распадаются на такие частицы, из которых они образуются.

Динамическая модель минимальной массы и квантовые числа некоторых резонансов

В настоящей работе обсуждается динамическая модель, в которой адроны рассматриваются как виртуальные связанные состояния трех "фундаментальных" частиц: нуклонов, \bar{K} -мезонов и π -мезонов.

Эта модель согласуется с установленной Гелл-Манном и Нишидзимей классификаций адронов, естественно объясняет существование резонансов и предсказывает значения квантовых чисел для некоторых из них.

Для любой модели характерно стремление свести число "фундаментальных" частиц к минимуму. Так как характерными квантовыми числами для адронов являются барионное число, странность и изотопический спин, то среди носителей этих квантовых чисел выберем тех, у которых минимальная масса. Такой выбор диктуется соотношением неопределенностей Гейзенберга: чем меньше масса виртуальных составляющих частиц, тем дольше может существовать такая система, значит тем вероятнее найти данный адрон в таком состоянии. Среди барионов наименьшая масса у нуклонов, среди странных частиц - у K -мезонов, а среди носителей изотопического спина - у π -мезонов.

Попытаемся "построить" остальные адроны, придерживаясь принципа использования минимального числа "фундаментальных" частиц по возможности с меньшей массой (в пределах сохранения указанных квантовых чисел).

Обратим внимание также на экспериментальный факт, что существует сильное притяжение между нуклонами и \bar{K} -мезонами и отталкивание между K -мезонами и нуклонами. С антинуклонами все наоборот. Потому у всех гиперонов отрицательная странность, а у антигиперонов - положительная.

С учетом всего этого "постройка" стабильных адронов в модели минимальной массы приведена в таблице 2. Символы обозначения частиц общеприняты. S - странность, T - изотопический спин, штрих над символом означает виртуально-связанное состояние данной частицы.

Таблица 2

	S	T		S	T
$\pi = 3\pi'; 4\pi'; \pi'k'\bar{k}'$	0	1	$\Sigma = \Lambda'\pi'; \Sigma'\pi'; N'\bar{k}'$	-1	1
$\bar{k} = \bar{k}' \ 2\pi'; k' 2\bar{k}'$	-1	1/2	$\Xi = \Xi'\pi'; \Lambda'\bar{k}'; \Sigma'\bar{k}'$	-2	1/2
$N = N'\pi'; N' 2\pi'$	0	1/2			
$\Lambda = \Lambda' 2\pi'; N'\bar{k}'$	-1	0	$\Omega^- = \Xi'\bar{k}'; (\Omega^-) 2\pi'; N' 3\bar{k}'$	-3	0

Законы сохранения спина и чётности требуют, чтобы представить π и K -мезоны как виртуально-связанные состояния более двух π или K -мезонов. Сохранение изотопического спина запрещает представления $\Lambda = \Lambda'\pi'$ и $\Omega^- = (\Omega^-)\pi'$.

Квантовые числа для некоторых резонансов

Учитывая вышеприведенные рассуждения относительно возможности "запутать" свободную бесспиновую частицу с тождественной связанной частицей из таблицы 2 можно предсказать много резонансных состояний между различными адронами и π или K -мезонами.

Из этой таблицы видно, что некоторые адроны можно представить как виртуально связанные состояния двух других адронов. Это наиболее простые случаи как для проведения расчётов возможного кинематического вклада в ширины резонансов, так и для теоретического предсказания, в рамках модели минимальной массы, значений спинов и чётностей этих резонансов.

а) Спин и чётность $\Delta(1236)$ -резонанса.

Известно, что все стабильные барионы (не резонансы) обладают положительной пространственной чётностью $P = 1$ и полуцелым спином. Из законов сохранения для этих квантовых чисел следует, что стабильный барион можно представить как связанное состояние некоторого другого стабильного бариона со спином $1/2$ и одного π или K -мезона в том случае, если орбитальный момент этого состояния $\ell = 1$. Действительно для чётности P такой системы имеем

$$P = P_1 P_2 (-1)^\ell, \tag{16}$$

где P_1 и P_2 - внутренние чётности связанных бариона и π или K -мезона соответственно. Так как $P_1 = 1, P_2 = -1$, то $P = 1$ при нечётных значениях ℓ . Если вспомнить, что суммарный момент системы (спин сложного стабильного бариона) принимает значения $1/2$ и $3/2$ то очевидно, что это возможно при значении $\ell = 1$.

На рис. 1 показана схема "постройки" нейтрона из протона и π^- -мезона. С учётом предыдущих соображений можно сказать, что относительный орбитальный момент π^- -мезона и протона в составе нейтрона $L_{\pi p} = 1$.

К аналогичному заключению можно прийти другим путём. Известно, что магнитный момент M_p и спин S_p протона имеют одинаковое направление, а у нейтрона магнитный момент M_n и спин S_n направлены в противоположные стороны. Разность магнитных моментов $|M_p| - |M_n| \approx 0,88 M_N$. (M_N - ядерный магнетон) обусловлен относительным орбитальным моментом протона и π^- -мезона $L_{\pi p}$.

Поскольку $|M_p| > |M_n|$, то связанный с $L_{\pi z}$ магнитный момент должен иметь ориентацию, уменьшающую величину магнитного момента протона. Значения \vec{S}_p и $\vec{L}_{\pi z}$ направлены противоположно, потому что $\vec{L}_{\pi z}$ и связанный с ним магнитный момент имеют одинаковое направление.

Следовательно

$$|L| - |S_p| \equiv |S_n| = \frac{1}{2}, \text{ отсюда } |L| = 1. \quad (17)$$

Отсюда следует также, что спины нейтрона и связанного в его составе протона имеют противоположные направления. $S_n \uparrow \uparrow S_p$ (поворот спина).

Из вышеприведенных соображений относительно условий, при которых "голый" нуклон может спутать налетающий π -мезон со связанным, можно заключить, что образование первого (πN)-резонанса возможно при условии, когда относительный орбитальный момент налетающего π -мезона $L_{\pi z}$ равняется единице и имеет направление спина физического нуклона S_N . Следовательно спин Δ (1236)-резонанса S_Δ должен равняться

$$|S_\Delta| = |S_N| + |L_\pi| = 3/2. \quad (18)$$

Таким образом для первого πN -резонанса модель минимальной массы дает значение $3/2$ для спина и положительную пространственную четность, в согласии с экспериментом.

б) Спин и четность Σ^* (1383)

Из таблицы № 2 видно, что Σ -гипероны можно представить как связанные состояния Λ -гиперона и π -мезонов. $\Sigma^\pm = \Lambda \pi^\pm$.

Повторяя вышеприведенные рассуждения легко придти к заключению, что должен существовать резонанс в системе ($\Sigma \pi$). Первый такой резонанс это Σ^* (1385). Для спина J и четности P этого резонанса аналогичным образом можно получить $J^P = \frac{3}{2}^+$ в согласии с экспериментом.

Расчеты для кинематического уширения этого резонанса дают значение $F_K \approx 27$ мэв. Отметим, что полное уширение этого резонанса $F \approx 120$ мэв.

в) Резонанс в системе ($\bar{K} \Lambda$).

Из таблицы 2 видно, что должен существовать резонанс в системе ($\bar{K} \Lambda$) с квантовыми числами $J^P = \frac{3}{2}^+$, с массой $m(\bar{K} \Lambda) > m_K + m_\Lambda = 1615$ мэв и со странностью $S = -2$. Первый резонанс со странностью -2 это резонанс Ξ^* (1530), который не может претендовать на это место из энергетических соображений.

Следующий резонанс со странностью $S = -2$ это Ξ^* (1630), существование которого твердо не установлено экспериментально. Если окажется, что этого резонанса не существует, то на предсказываемый резонанс в системе ($\Lambda \bar{K}$) с $J^P = \frac{3}{2}^+$ может претендовать Ξ^* (1820). К сожалению сечения образования резонансов с $S = -2$ невелики, поэтому экспериментальные исследования для них затруднены. Для Ξ (1820) не измерены спин и четность. Положение усугубляется еще и тем, что в этом районе масс возможно существование нескольких резонансов: X состояний [8] с $S = -2$.

г) Другие резонансы.

Можно продолжить список предсказываемых резонансов, но нам кажется, лучше воздержаться до строгой экспериментальной проверки обсужденных в этой работе идей. В этом смысле критическим является эксперимент по πN -рассеянию на поляризованных нуклонах в области энергии Δ (1236)-резонанса, где можно измерить ширину Δ (1236) резонанса в зависимости от ориентации спина нуклона-мишени с целью сравнения предсказаний настоящей работы.

Отметим, что представление $N = N'K'K'$ в таблице 2 диктует существование резонанса в системе (KN) с $S = +1$ (Z -резонансы) [8], несмотря на то, что между K и N действуют силы отталкивания.

В заключении выражаю благодарность А.д.Аматуни, Г.А. Вартапетяну, С.Г. Матиняну за ценные замечания, С.Г.Князю за помощь в проведении расчетов и участникам общенститутского семинара, с которыми эта работа была обсуждена 29 марта 1972 г.

Отметим, что близкие идеи к обсуждающимся здесь соображениям приведены в независимой работе И.И. Левинтова [18].

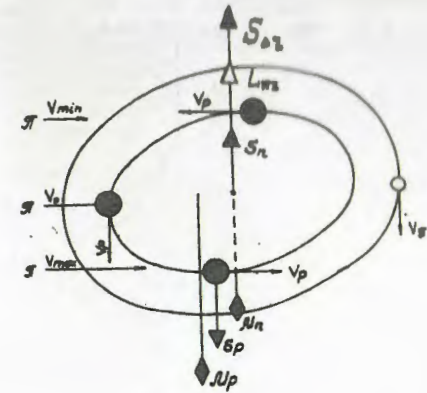


Рис. 1

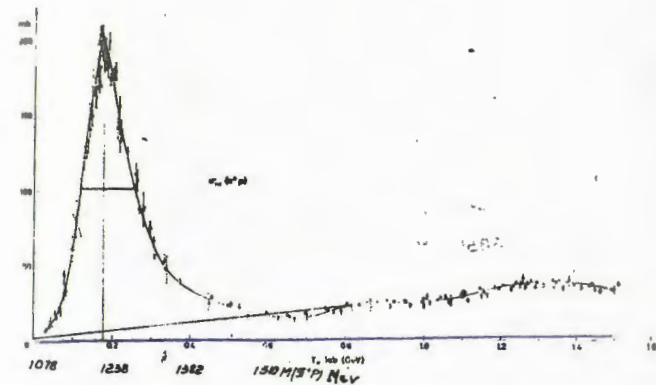


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Sternglass, *Nuovo Cimento* 35, 227 (1965)
2. J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, 179, 1547 (1969); K. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* 22, 1415 (1969)
3. E. D. Bloom et al. *Proceedings of the XV-th Int. Conf. on High Energy Physics, Kiev* (1970)
4. S. D. Drell and T. D. Lee, *Preprint CO-3067(2)-1, SLAC-PUB-997* (1972)
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, "Теория поля"; стр. 26 (1960)
6. А. М. Балдин и др. "Кинематика ядерных реакций". М-1968, стр. 39
7. M. N. Poccacci and G. Giacomelli, *CERN report* 66-18 (1966)
8. Particle Data Group, *Rev. of Mod. Phys.* 43, N.2, p.115, (1971); *Phys. Lett.* 39B, 104, (1973)
9. W. E. Ellis et al. *Phys. Rev. Lett.* 27, 442 (1971)
10. Particle Data Group, *Phys. Lett.* 33B, 83, (1970)
11. A. D. Brody, A. H. Rosenfeld et al. *Phys. Rev. Lett.* 22, 1401 (1969)
12. E. Bolt et al. *Phys. Rev.* 133, B220 (1964)
13. M. Ferro-Luzzi et al. *Nuovo Cimento*, 36 1101 (1965)
14. W. J. Metzger et al. *Phys. Rev.* 164, 1680 (1967)
15. E. W. Anderson et al. *Phys. Rev. Lett.* 25, 699 (1970)
16. A. Barbaro-Galtieri, LBL-555 (1972); A. A. Carter et al. *Nucl. Phys.* B26, 445 (1971)
17. J. R. Carter et al. *Ruth. Lab. Preprint RPP/H/108* (1973)
18. И. И. Левинтов. *Препринт ИТЭФ-36* (1973)

Рукопись поступила 28-го февраля 1974

Редактор Л. П. Мукаян

Заказ 0631

ВЛ-03386

Тираж 300

Подписано к печати 2/IX-74г. Формат издания 30x40
1,5 уч. изд. л. Ц. 10 к.

Отпечатано на ротатинге

Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маркарян 2