

ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗОБАРЫ С НУКЛОНОМ И ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУХБАРИОННОГО РЕЗОНАНСА

В.А.Карманов, Л.А.Кондратьев, И.С.Шапиро

Данная работа посвящена многобарионным резонансам, представляющим собой ядра, в которых один из нуклонов замещен барионным резонансом. Предположение о возможности существования таких систем высказывалось в работах [1–2]. В работе [3] были выяснены общие положения теории ядер-резонансов и рассмотрены ядра (ΔN) и ($\Delta 2N$) (здесь Δ -изобара с квантовыми числами $T = 3/2$, $1^P = 3/2^+$, $m_\Delta = 1236$ Мэв). При этом на основании анализа экспериментальных данных и данных фазового анализа было показано, что двухбарионный резонанс (ΔN) с изоспином $T = 1$ дает малый вклад в сечения реакций $\pi d \rightarrow \pi NN$, $\pi d \rightarrow NN$ и $NN \rightarrow NN$. Было установлено также, что индуцированное обменное взаимодействие ΔN недостаточно сильно для образования связанного состояния. В настоящей работе исследуются обменные силы, обусловленные существованием распадного взаимодействия $\Delta \rightarrow \pi N$ (см. рис. 1).

Исходным для дальнейшего является интегральное уравнение Липпмана – Швингера (формула (16) работы [3]), ядром которого в рассматриваемом случае является амплитуда, соответствующая диаграмме (рис. 1). Если кинети-

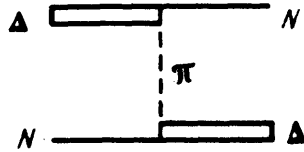


Рис. 1

ческие энергии барионов малы по сравнению с разностью масс изобары и нуклона $m_{\Delta} = 300 \text{ Мэв}$, эту амплитуду можно считать зависящей только от переданного импульса q , а зависимостью ширины изобары Γ от кинематических переменных пренебречь вовсе. Тогда упомянутое уравнение в координатном представлении переходит в уравнение Шредингера с локальным независимым от энергии комплексным потенциалом. Роль энергии в этом уравнении играет величина $E' = E + \Gamma/2$, где E – суммарная кинетическая энергия изобары и нуклона, а оператор потенциала имеет такой вид:

$$\hat{V}(r) = \left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \hat{r}_{\Delta} \hat{r}_N \right) \left\{ - \left(\frac{1}{2} + \frac{2}{3} S \hat{\sigma} \right) (V_0(r) + \frac{5}{4} V_2(r)) + \right. \\ \left. + [2 (S n)^2 S \hat{\sigma} + 2i (S n) S [\hat{\sigma} \times n] + \frac{1}{2} (S n)^2 - 3 S n \hat{\sigma} n] V_2(r) \right\}, \quad (1)$$

где S , $\hat{\sigma}$ и \hat{r}_{Δ} , \hat{r}_N – спиновые и изоспиновые операторы изобары и нуклона,

$$V_{\Lambda}(r) = - \frac{\lambda^2}{4 \pi^2 \mu^2} \int_0^{\infty} \frac{q^4 dq}{q^2 + \mu^2 - (\Delta m - i\Gamma/2)^2} i^{\Lambda} j_{\Lambda}(qr) g^2(q^2). \quad (2)$$

Здесь μ – масса π -мезона, $\Gamma = 120 \text{ Мэв}$, $\lambda = 2$. Формфактор $g(q^2)$ учитывающий уход π -мезона и нуклона с массовой поверхности в вершине $\Delta \pi N$, выберем в виде $g(q^2) = (q_0^2 + c^2) / (q^2 + c^2)$, где $q_0 = 231 \text{ Мэв}/c$. Из данных по рождению Δ -изобары в πN и NN -столкновениях можно заключить (см., например, работы [4]), что константа c близка к 3μ . Имея в виду возможную неопределенность в величине c , мы исследовали чувствительность результатов к вариациям c .

На рис. 2 изображены графики потенциалов $V_0(r)$ и $V_2(r)$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют потенциалам $\text{Re } V_0(r)$, $\text{Im } V_0(r)$ и $\text{Re } V_2(r)$ при $c = 3\mu$. Пунктиром показана кривая для $\text{Re } V_0(r)$ при $c = 2\mu$. Для сравнения на этом же рисунке (кривая 4) показан центробежный потенциал в p -состоянии. Вызываемое им отталкивание больше притяжения за счет обменных сил. Это означает, что связанными (под связанными подразумеваются состояния, у которых энергия E' меньше нуля) могут быть лишь s -состояния с квантовыми числами $T = 2$, $I^P = 1^+$ и $T = 1$, $I^P = 2^+$. В этом отношении результаты данной работы и работы [5] не согласуются. В последней на основании численного решения уравнений Фаддеева для системы πNN утверждается, что наиболее сильное при-

тяжение осуществляется в состояниях 0^- и 2^- . При рассмотрении s -состояний мы будем пренебрегать потенциалом V_2 . Этот потенциал перемешивает s - и d -состояния, но волновые функции в d -состоянии малы в области, где существенную роль играют потенциалы V_0 и V_2 из-за большого центробежного барьера. Кроме того потенциал V_2 имеет некоторую численную малость по сравнению с потенциалом V_0 . Если потенциалом V_2 пренебречь, то для состояний $T=2, l^P=1^+$ и $T=1, l^P=2^+$ потенциалы оказываются равными $V_{21}=V_{12}=1/3 V_0$.

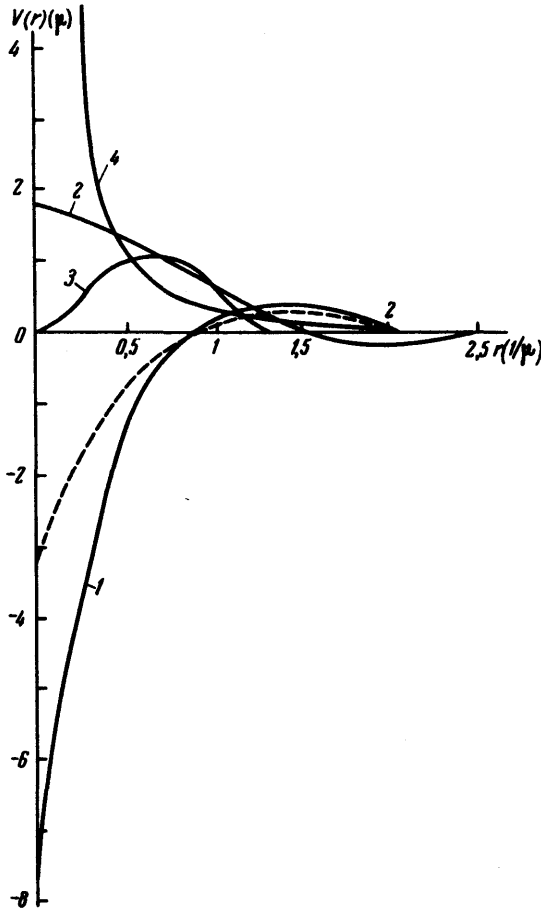


Рис. 2

Как известно верхний предел на число s -уровней n в монотонном притягивающем потенциале $\text{Re } V_{12}$ дается формулой [6]

$$n \leq l, \quad \text{где } l = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} (2m |\text{Re } V_{12}|)^{1/2} dr. \quad (3)$$

При $s=2\mu$ и 3μ величина интеграла l равна соответственно 0,95 и 1,25. Чтобы оценить энергию связи, аппроксимируем потенциал треугольной ямой: $\text{Re } V_{12} = -b(r_0 - r)$ для $r \leq r_0$ и $\text{Re } V_{12} = 0$ для $r \geq r_0$. Ширину ямы положим равной $0,8 \mu^{-1}$, а наклон b найдем из условия постоянства l . Решая уравнение Шредингера $\chi'' - (\text{Re } V_{12} + \kappa^2) \chi = 0$, где $\kappa^2 = -2mE'$ находим: $\kappa = 0,1 \mu$ при $s=3\mu$ и $\kappa = -0,15 \mu$ при $s=2\mu$. Таким образом в обоих случаях реальная часть энергии уровня близка к 0.

Учет мнимой части потенциала приводит к тому, что κ становится комплексной и положение полюса амплитуды по E' будет определяться формулой

$$E' = C_1 + iC_2. \quad (4)$$

Знак C_2 определяется природой уровня и знаком мнимой части потенциала. В нашем случае $\text{Im} V_{12} > 0$, поэтому для реального уровня ($\kappa > 0$) и резонанса ($C_1 > 0$) C_2 положительно, а для виртуального уровня ($\kappa < 0$) отрицательно ¹⁾

Чтобы оценить величины констант C_1 и C_2 , рассмотрим решение уравнения Шредингера в комплексной яме $(-2mVr_0^2)^{1/2} = \alpha - i\beta$, причем α положим равной $\pi/2$, что соответствует решению $\kappa = 0$ при $\beta = 0$. Оказывается, что при изменении отношения β/α в интервале $0 < \beta/\alpha < 0,3$ константы C_1 и C_2 меняются в пределах $0 < C_1 < 10 \text{ Мэв}$, $0 < C_2 < 10 \text{ Мэв}$. Расчет показывает, что неопределенности в параметрах потенциала, связанные с пренебрежением кинетическими энергиями барионов, также не могут изменить величину C_1 и C_2 больше, чем на 10 Мэв .

Таким образом, за счет обменного ΔN -взаимодействия самое сильное притяжение между изобарой и нуклоном осуществляется в состояниях с квантовыми числами $T = 2$, $I^P = 1^+$ и $T = 1$, $I^P = 2^+$. Это притяжение может приводить к образованию либо слабосвязанного состояния (реального или виртуального), либо резонанса. Связанное состояние или резонанс в системе ΔN будут проявляться как двухбарионный резонанс, а антисвязанное состояние как некоторая определенная структура в распределении по массе πNN , вообще говоря, более слабая, чем в случае связанного состояния или резонанса. Поскольку эти особенности находятся на расстоянии $\Gamma/2$ от физической области, то три указанных возможности можно различить на эксперименте только, когда величина C_1 сравнима с $\Gamma/2$. Следует иметь в виду еще одно важное обстоятельство, которое существенно затрудняет поиск таких резонансов. Полюс амплитуды по E' , соответствующий двухбарионному резонансу всегда находится близко к разрезу по E' . При этом расстояние до начала разреза $\sqrt{C_1^2 + C_2^2}$ в рассмотренном случае даже меньше, чем расстояние до физической области $\Gamma/2 - C_2$. Существующую экспериментальную информацию по пикам в двухнуклонных системах до сих пор удавалось удовлетворительно описывать учетом именно неполосных особенностей (см., например, работы [8-9]). Для того, чтобы выделить отвечающие резонансами полюса необходимо помимо зависимости от E , изучать изменение положения и формы резонансного пика в зависимости от значения других кинематических инвариантов, например, переданного импульса (см. [10]).

Авторы благодарны А.Б.Кайдалову и А.Е.Кудрявцеву за обсуждение ряда вопросов, затронутых в работе.

Институт теоретической
и экспериментальной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 апреля 1970 г.

¹⁾ То, что резонанс может находиться на первом листе E' не противоречит условию унитарности, так как та часть первого листа E' , для которой $\text{Im} E' < \Gamma/2$ сама находится на втором нефизическом листе энергии трехчастичной системы $\pi NN - W$ (см., например, 7). C_2 всегда меньше $\Gamma/2$ и на физический лист W полюс, разумеется выйти не может.

Литература

- [1] В.Г.Гришин, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-1508, 1964.
 - [2] Г.А.Лексин. Труды 3-й зимней школы по физике высоких энергий и теории ядра. Ленинград, 1968.
 - [3] Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. ЯФ, 12, 1970.
 - [4] E.Ferrari, F.Selleri. Nuovo Cim., 27, 1450, 1963; G.Wolf. Phys. Rev., 182, 1538, 1969.
 - [5] W.A. Gale, J.M.Duck. Nucl. Phys., B8, 109, 1968.
 - [6] F.Calogero. Variable Phase Approach to Potential Scattering, Academic Press. New York and London, 1967.
 - [7] D.D.Brayshaw, R.F.Peierls. Phys. Rev., 177, 2539, 1969.
 - [8] О.Д.Далькаров. ЯФ, 7, 820, 1968.
 - [9] D.Evrard, A.Fridman. A.C.Hirshfeld. Nucl. Phys., B14, 699, 1969.
 - [10] О.Д.Далькаров, И.С.Шапиро. Phys. Lett., 26B, 706, 1968; ЯФ, 7, 562, 1968.
-