Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 127 – 131 *20 июля 1971 г.*

МНОГОБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ С $B > 5$ В МОДЕЛИ С ОБМЕННЫМ Δ-N-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В.А.Карманов

В настоящей работе рассматриваются многобарионные резонансы, состоящие из Δ-изобары и A нуклонов, в модели с обменным Δ-N потенциалом, введенным в работе [1]. В работах [1–4] было показано, что если изобару рассматривать как систему, состоящую из π-мезона и нуклона, то взаимодействие изобары и нуклона в основном определяется существованием распадного взаимодействия $\Delta \to N\pi$.

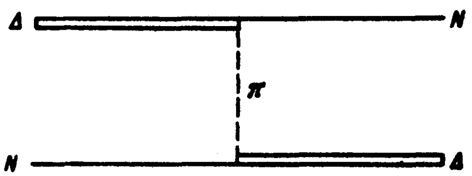

Рис. 1

Оказалось, что в этом случае Δ-N-взаимодействие можно описать с помощью комплексного потенциала, отвечающего диаграмме рис. 1, и свести задачу к решению уравнения Шредингера с этим потенциалом. В работах [3 – 5] рассматривались системы (ΔN), $(\Delta 2N)$, $(\Delta 3N)$ и $(\Delta 4N)$, и было выяснено, что лишь в системе $(\Delta 3N)$ с квантовыми числами $T = 1$, $I^P = 1^+$ притяжение достаточно сильно для того, чтобы существование барионного резонанса было вероятным. В этой работе показано, что в системе (ΔAN) с $A > 4$ $(B > 5)$ увеличение атомного веса A не приводит к существенному росту потенциала между изобарой и ядром по сравнению с потенциалом между Δ-изобарой и He^4, что делает существование резонансов в системе (ΔAN) с $A > 4$ маловероятным.

Исследование вопроса о взаимодействии Δ-изобары и ядра будем проводить с помощью уравнения Шредингера:

$$\left\{-\sum_{i=1}^{A}\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_i^2-\frac{\hbar^2}{2m_\Delta}\nabla_\Delta^2+\sum_{i>j}\hat{V}(ij)+\sum_{i=1}^{A}\hat{V}(i\Delta)\right\}\psi(1,\dots A;\Delta)=$$

$$=E\psi(1,\dots A;\ \Delta). \qquad (1)$$

Сумма $\sum\limits_{i>j}^{A}\hat{V}(ij)$ соответствует нуклон-нуклонному взаимодействию, $\sum\limits_{i=1}^{A}\hat{V}(i\Delta)$ – взаимодействию между нуклонами и изобарой. Потенциал $\Delta - N$, полученный в работе [1], имеет следующий вид:

$$V^{s\sigma,\,T\tau}_{s'\sigma',\,T'\tau'}(\mathbf{r})=2\sqrt{\frac{\pi}{3}}\sum V_L(r)\,C^{(3/2)s'}_{(1/2)\sigma 1m'}\,C^{(3/2)s}_{(1/2)\sigma' 1m'}\,C^{LO}_{10\,10}\,C^{1m'}_{LM|m}\,Y_{LM}(\mathbf{n})\times$$

$$\times\, C^{(3/2)T'}_{(1/2)\tau 1n}\,C^{(3/2)T}_{(1/2)\tau' 1n}\,\hat{P}_{N\Delta}, \qquad (2)$$

где $\hat{P}_{N\Delta}$ – оператор перестановки пространственных координат изобары и нуклона. Графики функций $V_L(r)$ $(L=0,2)$ приведены в работе [1]. Мнимой частью потенциала пренебрегаем.

Задачу на собственные значения уравнения (1) будем решать методом K-гармоник, развитым в работах [6–8], в приближении $K=K_{min}$. В этом приближении для нахождения решения уравнения (1) достаточно решить уравнение для радиальных функций $\chi_{k\gamma}(\rho)$:

$$\left[\frac{d^2\chi_{K\gamma}(\rho)}{d\rho^2}+\left(\frac{2m}{\hbar^2}E-\frac{L_K(L_K+1)}{\rho^2}-\frac{2m}{h^2}W_{K\gamma}(\rho)\right)\right]\chi_{K\gamma}(\rho)=$$

$$=\frac{2m}{\hbar^2}\sum_{\gamma'\neq\gamma}W^{K\gamma'}_{K\gamma}\chi_{K\gamma'}(\rho), \qquad (3)$$

где

$$L_K=K_{min}+\frac{3}{2}(A-1);\quad W^{K\gamma'}_{K\gamma}(\rho)=\int d\Omega\,\tilde{u}_{K\gamma'}(\Sigma\hat{V})u_{K\gamma}.$$

Матричный элемент от суммы потенциалов $\sum\limits_{i=1}^{A}\hat{V}(i\Delta)$, соответствующих взаимодействию изобары и ядра вычисляется аналогично матричным элементам в работе [8] и для ядер с замкнутой оболочкой имеет вид:

$$W(\rho)=\int\tilde{u}_{K_{min}}(\Omega)\left(\sum_{i=1}^{A}\hat{V}(i\Delta)\right)u_{K_{min}}(\Omega)\,d\Omega=\sum_{\bar{n}}W_{\bar{n}}(\rho),$$

$$W_{\bar{n}}(\rho)=-\frac{1}{3}\sum_{\substack{nlm\\2n+l=n}}\int\exp[-r_1^2/b^2]\,\Phi^*_{nlm}(\mathbf{r}_1)V_0(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)\exp[(-r_2^2/b^2)\times$$

$$\times(m_\Delta/m_N)]\,\Phi_{nlm}(\mathbf{r}_2)\,d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \qquad (4)$$

где

$$\Phi_{n\ell m}(\mathbf{r}) = \left[\frac{2n!}{\Gamma(n+\ell+\frac{3}{2})}\right]^{1/2} \frac{1}{b^{3/2}}\left(\frac{r}{b}\right)^{\ell} Y_{\ell m}\left(\frac{\mathbf{r}}{r}\right)\times$$

$$\times L_n^{(\ell+1/2)}\left(\frac{r^2}{b^2}\right),$$

$L_n^{(\ell+1/2)}\left(\frac{r^2}{b^2}\right)$ – полином Лаггера; $b = \rho/\sqrt{K_{min}+(3/2)A}$.

Действие оператора перестановки $\hat{P}_{N\Delta}$ уже учтено. Вычисление суммы по спин-изоспиновым индексам дало $-1/3$. Функция $V_2(r)$ в результат не вошла. Если бы $V_L(r) \equiv 1$, то $W_{\bar{n}}(\rho) \equiv 0$ для $\bar{n} > 0$, так как в силу ортогональности $\int\Phi_{n\ell m}(\mathbf{r})\exp(-r^2/b^2)d\mathbf{r} = 0$. Это обстоятельство приводит к уменьшению $W_{\bar{n}}(\rho)$ с $\bar{n} > 0$ по сравнению с $W_0(\rho)$, а также к тому, что $W_{\bar{n}}(0) = 0$ для $\bar{n} > 0$. Подчеркнем, что этот эффект возникает из-за присутствия в Δ-N-потенциале оператора перестановки пространственных координат нуклона и изобары. В сумме по $\bar{n}$ для ядра He^4 $(K_{min} = 0)$ имеется лишь один член с $\bar{n} = 0$, для O^{16} $(K_{min} = 12)$ – два члена с $\bar{n} = 0,1$, для Ca^{40} $(K_{min} = 60)$ – три члена с $\bar{n} = 0, 1, 2$, причем основной вклад вносит член $W_0(\rho)$.

На рис.2 приведены величины $W_{\bar{n}}$ как функции $b = \rho/\sqrt{K_{min}+(3/2)A}$. Кривая *1* соответствует W_0, кривая *2* – W_1, кривая *3* – W_2. Все $W_{\bar{n}}(\rho) > 0$, поэтому изобара отталкивается от ядер с замкнутой оболочкой. При вычислении $W_{\bar{n}}$ потенциал $V_0(r)$ апроксимировался треугольной ямой:

$$V_0(r) = \begin{cases} -V_0(1-\frac{r}{a}), & r<a \\ 0, & r>a \end{cases} \qquad (5)$$

где $V_0 = 1080$ *Мэв*, $a = 1f$.

Разностью масс изобары и нуклона пренебрегалось. Если это пренебрежение не делать, то функции $W_{\bar{n}}(\rho)$ изменятся на величину порядка $(m_\Delta - m_N)/m_\Delta$.

Рассмотрим теперь ядра с $4<A<16$, у которых оболочка не является замкнутой. Потенциальную энергию взаимодействия изобары и ядра в этом случае можно записать в виде суммы двух членов: $W(\rho) = W_0(\rho) + W'(\rho)$. Функция $W'(\rho)$ складывается из членов такого же типа, что и $W_1(\rho)$, но у слагаемых, составляющих $W'(\rho)$ могут появиться коэффициенты, вследствие которых $W'(\rho)$ может приобрести знак, соответствующий притяжению. Однако $W'(\rho)$ имеет порядок величины $W_1(\rho)$, и поэтому трудно ожидать, что $W'(\rho)$ сравняется по величине с сильным "отталкивающим членом" $W_0(\rho)$ или превзойдет его настолько, что приведет к образованию связанного состояния.

Для ядер с $16<A<40$ справедливы такие же рассуждения с той только разницей, что в этом случае потенциальная энергия представляется в виде: $W(\rho) = W_0(\rho) + W_1(\rho) + W''(\rho)$, где величина $W''(\rho)$, аналогичная по своему происхождению величине $W'(\rho)$, имеет тот же порядок, что и $W_2(\rho)$, и вынуждена уже конкурировать с суммой $W_0(\rho) + W_1(\rho)$. Поэтому образование резонансов в этой области еще менее вероятно.

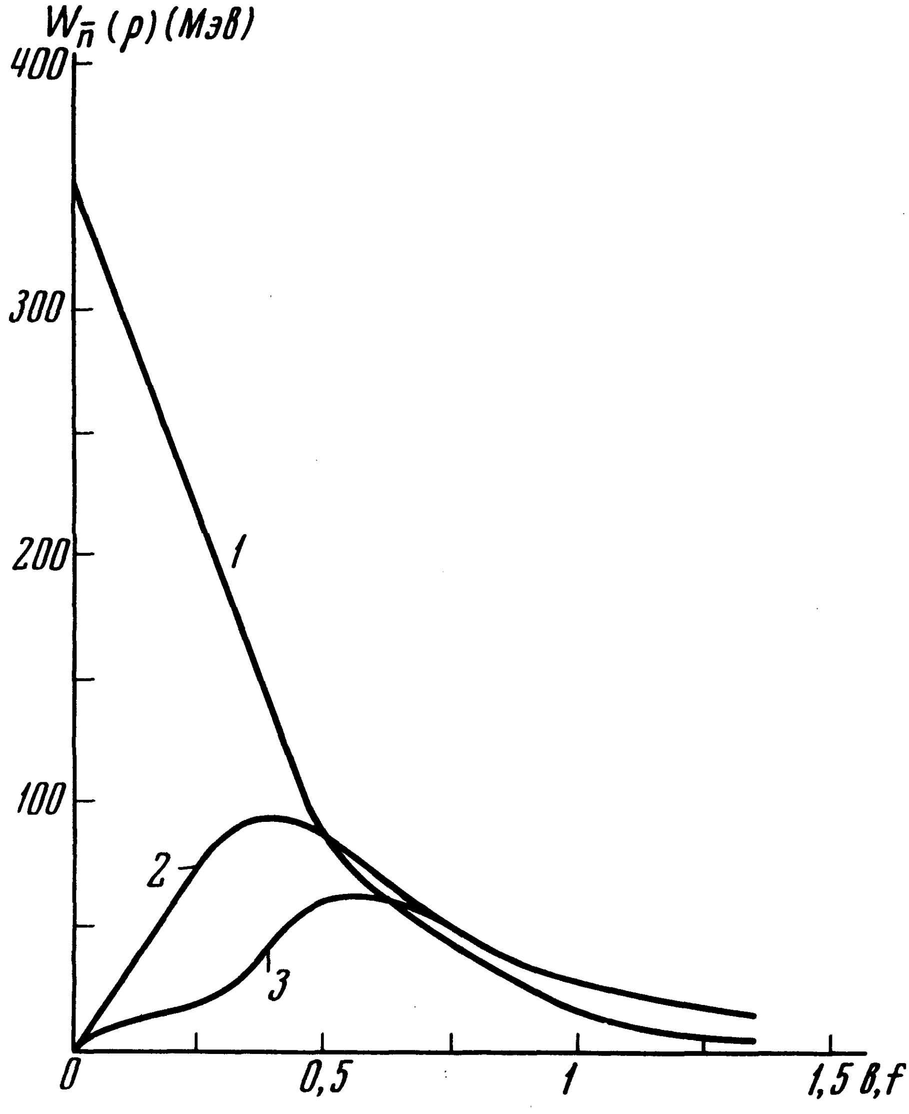

Рис. 2

Аналогичная ситуация имеет место и для ядер с $A > 40$.

Таким образом, в модели с обменным $\Delta - N$-взаимодействием между Δ-изобарой и ядром нет притяжения, достаточного для образования связанного состояния, и поэтому существование резонансов в системе $(\Delta A N)$ с $A > 4$ маловероятно.

При получении этого результата было использовано приближение $K = K_{min}$ метода K-гармоник, которое из-за нетождественности Δ и N для рассматриваемой системы является плохим. Однако, полученное ограничение роста взаимодействия Δ -изобары и ядра носит общий характер, не зависящий от используемого приближения. Оно является следствием наличия в $\Delta - N$ потенциале оператора перестановки пространственных координат изобары и нуклона, так же,как следствием того, что в нуклон-нуклонном потенциале Майораны присутствует оператор перестановки пространственных координат нуклонов, является насыщение ядерных сил.

Если многобарионные резонансы будут обнаружены, это будет означать, что между изобарой и нуклоном существует взаимодействие, не сводящееся к обменному или индуцированному.

Автор выражает глубокую благодарность Л.А.Кондратюку и проф. И.С.Шапиро за интерес к работе и многочисленные обсуждения.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступила в редакцию
10 июня 1971 г.

Литература

[1] В.А.Карманов, Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 11, 543, 1970.

[2] И.С.Шапиро. Материалы 4-й зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. Ленинград, 1963, ч.2, стр.178.

[3] Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. ЯФ, 12, № 2, 1970.

[4] В.А.Карманов, Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. Доклад на 2-м проблемном симпозиуме по физике ядра. Новосибирск, 1970 (в печати).

[5] В.А.Карманов, Л.А.Кондратюк, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 61 (в печати).

[6] Ю.А.Симонов. ЯФ, 3, 630, 1966.

[7] Ю.А.Симонов. ЯФ, 7, 1210, 1968.

[8] А.И.Базь, М.В.Жуков. ЯФ, 11, 779, 1970.