

ЯДРО ^{12}C КАК 3α -СИСТЕМА С ЗАПРЕЩЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Ю.Ф.Смирнов, И.Т.Обуховский, В.Г.Неудачин,

Ю.М.Чувильский, М.И.Мухтарова

Показано, что проектирование в 3α -системе состояний, запрещенных принципом Паули в α - α -парах, является достаточно сильным условием, способным предотвратить сжатие 3α -системы.

Мы рассмотрим специфический случай системы трех составных частиц, когда по каждой паре частиц действует потенциал притяжения, имеющий запрещенные принципом Паули связанные состояния. Ранее такие модели не рассматривались.

Недавно выяснилось [1], что взаимодействие легчайших ядер с хорошей точностью описывается притягивающими оптическими потенциалами, которые практически эквивалентны методу резонирующих групп [2], причем фазы рассеяния подчиняются обобщенной теореме Левинсона [3]

$$\delta_l(0) - \delta_l(\infty) = \pi(a_l + b_l), \quad (1)$$

где a_l и b_l — число разрешенных и запрещенных связанных состояний с моментом l соответственно.

Такой потенциал для $\alpha\alpha$ -взаимодействия имеет вид

$$V(r) = V_0 / \{1 + \exp[(r - r_0)/a]\} + V_{\text{кулон}}(r) \quad (2)$$

$$(V_0 = -125,0 \text{ Мэв}, \quad r_0 = 1,78 \text{ ф}, \quad a = 0,66 \text{ ф}).$$

Запрещенные глубоко лежащие состояния в этом потенциале $0S$ $2S$ и $2D$ (они соответствуют оболочечным конфигурациям восьми нуклонов

$(0s)^8$ и $(0s)^6(1p)^2$ соответственно) с хорошей точностью аппроксимируются осцилляторными функциями с $\hbar\omega = \hbar\omega_\alpha = 22,5 \text{ Мэв}$. Для разложения волновой функции системы 3α естественно использовать столь популярный в последнее время полный базис трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек (ТИМО) [4] с приведенным выше значением $\hbar\omega$. Для того, чтобы выяснить, какие состояния системы 3α следует отбросить из этого базиса вследствие того, что запрещены двухчастичные состояния $0S, 2S, 2D$, домножим осцилляторные волновые функции $|nlm(\mathbf{r}_{12})\rangle$ запрещенных состояний по степени свободы \mathbf{r}_{12} ($nl = 00, 20, 22$) на осцилляторные функции от второй координаты Якоби $\vec{\rho}_3 = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) - \mathbf{r}_3$ и с помощью коэффициентов

Клебша – Гордана для группы SU_3 образуем линейную комбинацию с определенной SU_3 -симметрией

$$|n, N - n(\lambda\mu)\omega LM\rangle = \sum_{l\Lambda} \langle n0 | l(N - n, 0)\Lambda | (\lambda\mu)\omega L \rangle |nl(\mathbf{r}_{12}); N - n, \Lambda(\rho_3) : LM\rangle. \quad (3)$$

Очевидно, что при $n = 0$ допустимо только $(\lambda\mu) = (N0)$, при $n = 2 - (\lambda\mu) = (N0), (N - 2, 1)$ и $(N - 4, 2)$, т. е. при заданном значении полного числа квантов N будут два запрещенных состояния с $\mu = 0$, по одному с $\mu = 1$ и 2 , все состояния с $\mu \geq 3$ – разрешены (эти утверждения верны для любого $N \geq 8$).

Волновые функции (3) уже симметричны относительно перестановки P_{12} и поэтому запрещенные состояния с полным набором квантовых чисел базиса SU_3 определяются как

$$|A = 3, N[3](\lambda\mu)\omega LM\rangle_{\text{запр}} = \hat{C}\hat{S} |n, N - n(\lambda\mu)\omega LM\rangle, \quad (4)$$

где C – нормировка, $\hat{S} = 1 + P_{13} + P_{23}$ – симметризатор. Ортогонализуем теперь обычными методами базис ТИМО к запрещенным состояниям (4). (Фактически ортогонализацию нужно проводить только для состояний $(\lambda\mu)$ с $\mu = 0, 1, 2$). В результате волновые функции разрешенных состояний $\psi_{\text{разр}}$ удовлетворяют условиям

$$\langle \psi_{\text{разр}} | nlm(\mathbf{r}_{ij}) \rangle = 0, \quad ij = 12, 13, 23. \quad (5)$$

При $N < 8$ все состояния являются запрещенными, так как низшая оболочечная конфигурация $(0s)^4(1p)^8$ соответствует $N = 8$.

Ортогонализовав базис к запрещенным состояниям (см. табл. 1), мы использовали его для диагонализации гамильтониана системы 3α с $\alpha\alpha$ -взаимодействием (2).

Исследование показало хорошую сходимость значения энергии связи 3α -системы $E_{\text{св}}$ при расширении базиса, т. е. при увеличении N_{max} – табл. 2. Полученное значение $E_{\text{св}}(\text{теор}) = 15,06 \text{ Мэв}$ показывает, что система 3α получается несколько пересвязанной ($E_{\text{св}}(\text{эксп}) = 7,28 \text{ Мэв}$).

SU-мультиплеты базиса ТИМО,
ортогонализованные к запрещенным состояниям

Т а б л и ц а 1

<i>N</i>	8	9	10	11	12
($\lambda\mu$)	(04)	(33)	(24)(62)	(53)(34)	(12,0) (82) (63) (44) (06)

Сходимость результатов вычислений

Т а б л и ц а 2

<i>N_{max}</i>	8	10	12	14	16	18	24
Размерность базиса	1	3	7	12	19	28	68
<i>E₀₊</i> , Мэв	-13,03	-13,09	-14,89	-14,98	-15,04	-15,05	-15,06

Предыдущие работы [5] с *L*-зависящими потенциалами, содержащими отталкивание на малых расстояниях [6], давали недосвязанную 3α -систему. Расчет на полном базисе ТИМО (без ортогонализации) дает энергию связи 217,3 Мэв, так что ортогонализация удерживает 3α -систему от "коллапса".

Конечно, ядро C^{12} не является вполне 3α -системой, и интересно видеть, что уже правильный учет принципа Паули по взаимному движению в каждой паре α -частиц дает весьма разумные результаты для его энергии связи.

Институт ядерной физики
Московского

Поступила в редакцию
14 марта 1974 г.

государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Литература

- [1] V.G. Neudatchin, V.I. Kukulin, V.P. Korennoy, V.I. Korotkikh. Phys. Lett., **34B**, 581, 1971; И.В.Курдюмов, В.Г.Неудачин, В.П.Коренной, Ю.Ф.Смирнов. ЯФ, **17**, 750, 1973.
- [2] S.Saito. Progr. Theor. Phys., **40**, 893, 1968. **41**, 705, 1969.
- [3] P.Swan. Proc. Roy. Soc., **228**, 10, 1955.
- [4] A.D.Jackson, A.Lande. P.U.Sauer. Nucl. Phys., **A156**, 1, 1970; Ю.Ф.Смирнов, К.В.Шитикова. Изв. АН СССР, **27**, 1442, 1963; P.Kramer, M.Moshinsky. Nucl. Phys., **A125**, 321, 1969.
- [5] J.L.Visschers, R.van Wageningen. Phys. Lett., **34B**, 455, 1971.
- [6] S.Ali, A.R.Bodmer. Nucl. Phys., **80**, 99, 1966.