

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Зубов В. Г., Захарова Е. К., Осипова Л. П., Кундикова Н. Д. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1976, 17, № 4, с. 475. [2] Зубов В. Г., Осипова Л. П. Кристаллография, 1977, 22, № 1, с. 110. [3] Осипова Л. П., Ивашкин Ю. А. ФТТ, 1981, 23, № 3, с. 919. [4] Зубов В. Г., Осипова Л. П., Кундикова Н. Д. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1976, 17, № 5, с. 628. [5] Mitchell W., Paidge E. J. Phil. Mag., 1956, 1, p. 1085. [6] Katz A. Philips Res. Reports, 1962, 17, p. 113. [7] Mitchell E. W., Rigden J. D. Phil. Mag., 1957, 2, p. 941. [8] Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Гл. редакция физ.-мат. литературы, 1962. [9] O' Theimer. Canad. J. Phys., 1956, 34, p. 312. [10] Зубов В. Г., Осипова Л. П. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1976, 17, № 4, с. 493. [11] Зубов В. Г., Осипова Л. П., Кундикова Н. Д. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1980, 21, № 3, с. 73.

Поступила в редакцию
22.07.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 539.12

КЛАСТЕРНЫЕ ГИПЕРЯДРА

Н. Н. Колесников, В. А. Копылов, А. В. Колесов

(кафедра теоретической физики)

Как уже отмечалось ранее [1, 2], присутствие Λ -частицы усиливает тенденцию к кластеризации нуклонов в ядрах (см. также [3]), и в ряде случаев образование кластерных структур приводит к выигрышу энергии. Типичными представителями кластерных гиперядер являются ${}^9_{\Lambda}\text{Be}(\alpha + \alpha + \Lambda)$ [1, 2, 4—6], ${}^6_{\Lambda}\text{He}(\alpha + n + \Lambda)$ [7], ${}^6_{\Lambda}\text{Li}(\alpha + p + \Lambda)$ и ${}^7_{\Lambda}\text{Li}(\alpha + n + p + \Lambda$ или $\alpha + d + \Lambda)$, а двойных Λ -гиперядерных систем — ${}^8_{\Lambda\Lambda}\text{Be}(\alpha + \alpha + \Lambda + \Lambda)$ [2, 4, 5] и ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}(\alpha + \Lambda + \Lambda)$. Кроме того, не исключена возможность существования квазимолекулярной слабо связанной системы $d-\Lambda-d$ с параллельной ориентацией спинов дейтронов [2, 8]. Изучение таких систем, из которых некоторые находятся на пределе стабильности, совместно с другими гиперядрами позволило бы уточнить свойства ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -сил и некоторые вопросы структуры ядра и взаимодействия ядерных частиц. Анализ $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия и двойных кластерных гиперядер, проводившийся в [5], содержал значительную степень произвола, так как единственным ограничением для выбора параметров $\Lambda-\alpha$ -потенциала было требование воспроизведения правильного значения энергии связи (B_{Λ}) гиперядра ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, но не согласование с другими гиперядерными данными. Не была достаточно полно исследована и квазимолекулярная система $d-\Lambda-d$ [2].

В настоящей работе с $\Lambda-N$ -потенциалами, согласованными с основными гиперядерными данными, были проведены расчеты кластерных гиперядерных систем ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ и проанализированы свойства $\Lambda-\Lambda$ -сил, а также исследована стабильность гиперядерной системы $d-\Lambda-d$. Расчет гиперядер ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ проводился с $\Lambda-N$ -потенциалами гауссовской формы (варианты I—IV), согласованными с $\Lambda-p$ -рассеянием и энергиями связи гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ [2].

Потенциал $\Lambda-N$ -взаимодействия как в синглетном (s), так и триплетном (t) состояниях имеет вид

$$V_{\Lambda N}^{s,t}(r) = \sum_{i=1}^3 V_i^{s,t} \exp\left(-\frac{r^2}{(r_i^{s,t})^2}\right). \quad (1)$$

Параметры ΛN -потенциалов (V_i в МэВ, r_i в Фм)

Вариант $V_{\Lambda N}$	v_1^s	v_2^s	v_3^s	v_1^t	v_2^t	v_3^t	r_1^s	r_1^t	r_2^s	r_2^t	$r_3^s = r_3^t$
I	3500	-3234	509	1000	-224	-7	0,7	0,25	0,825	0,60	1,04
II	2500	-1149	-22,4	1000	411	-189	0,2	0,2	0,36	0,36	0,70
III	1000	-855	-32,2	1000	528	-197	0,2	0,2	0,355	0,355	0,70
IV	2500	-2278	-8,4	2500	-1505	-43,4	0,3	0,3	0,36	0,36	0,90

Параметры потенциалов приведены в табл. 1. Потенциал взаимодействия Λ -гиперона с α -частицей находился путем усреднения $\Lambda-N$ -потенциала по нуклонной плотности $\rho(r)$ α -частицы:

$$V_{\Lambda\alpha}(r) = \int \rho(r') V_{\Lambda N}^c(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) d^3r', \quad (2)$$

где

$$V_{\Lambda N}^c(r) = \frac{1}{4} (3V_{\Lambda N}^t(r) + V_{\Lambda N}^s(r)),$$

$$\rho(r) = 4\pi^{-3/2} a^{-3} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right).$$

Осцилляторный параметр a в соответствии с экспериментальными данными [9] равен 1,225 Фм. В качестве α - α -потенциала использовался локальный потенциал (вариант a_0) Али-Бодмера [10]. Гиперядро ${}^9\Lambda\text{Be}$ рассчитывалось вариационным методом в треугольной системе координат с гауссовскими пробными функциями в соответствии с методом, описанным в [11] и [1]. Энергия связи B_Λ гиперядра ${}^9\Lambda\text{Be}$ оказалась равной 7,2; 6,65; 6,5 и 6,6 МэВ для вариантов $\Lambda-N$ -потенциалов I, II, III и IV соответственно. Как видно из приведенных цифр, наиболее близкие к экспериментальному значению (6,71+0,04 МэВ) результаты получаются для более короткодействующих вариантов $\Lambda-N$ -потенциалов II, III, IV.

В целях выяснения роли кластеризации нуклонного остова гиперядро ${}^9\Lambda\text{Be}$ рассчитывалось также по двухтельной модели (Λ +нуклонный остов) с потенциалом $V_{\Lambda\alpha}(r)$, рассчитываемым по той же формуле (2) с заменой $\rho(r)$ α -частицы на плотность остова (${}^8\text{Be}$). Последняя бралась в соответствии с осцилляторной моделью, а параметры находились путем интерполяции данных по рассеянию электронов на соседних ядрах (принятое значение a для ${}^8\text{Be}$ равно 1,60 Фм). Найденные по двухтельной модели $B_\Lambda({}^9\Lambda\text{Be})$ оказались на 1,8+2,0 МэВ меньше, чем при трехтельном расчете, что свидетельствует об энергетической выгоды кластеризации.

Аналогично этому гиперядро ${}^{10}\Lambda\Lambda\text{Be}$ рассчитывалось, с одной стороны, как система четырех частиц ($\alpha+\alpha+\Lambda+\Lambda$), а с другой — как система из остова (${}^8\text{Be}$) и двух Λ -частиц (процедура четырехчастичных расчетов заимствовалась из [11]). В случае трехчастичного расчета ${}^{10}\Lambda\Lambda\text{Be}$ при вычислении потенциала $V_{\Lambda\alpha}(r)$ параметр a в $\rho(r)$ корректировался так, чтобы обеспечить (при двухтельном расчете ${}^9\Lambda\text{Be}$) экспериментальное значение B_Λ (для этого параметр a должен был равняться 1,488 Фм). Расчет ${}^{10}\Lambda\Lambda\text{Be}$ проводился при двух предположе-

ниях относительно формы Λ - Λ -потенциала: в варианте (А) предполагалось, что форма такая же, как для синглетного Λ - N -потенциала, и что $V_{\Lambda\Lambda}(r)$ отличается от $V_{\Lambda N}^s(r)$ лишь множителем X ; в варианте (В) принималось (с учетом выводов мезонной теории об отсутствии вклада в $V_{\Lambda\Lambda}(r)$ однокаонного обмена), что $V_{\Lambda\Lambda}(r)$ содержит такие же составляющие $V_1(r)$ и $V_3(r)$, как синглетный Λ - N -потенциал, но отличается от последнего компонентой $V_2(r)$, т. е. что $V_{\Lambda\Lambda}(r) = V_1^s(r) + \beta V_2^s(r) + V_3^s(r)$. Как в варианте (А), так и в варианте (В) значения параметров X и β находились путем совместного анализа энергий связи ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ (расчет по модели $\alpha + \Lambda + \Lambda$) и ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ ($\alpha + \alpha + \Lambda + \Lambda$). Результаты расчета X и β , а также соответствующих значений $V_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He})$, $V_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be})$ и $V_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Li})$ приведены в табл. 2 для различ-

Таблица 2
 Параметры $\Lambda\Lambda$ -потенциалов и энергии связи двойных гиперядер ($B_{\Lambda\Lambda}$ в МэВ)

Варианты $V_{\Lambda N}$ и $V_{\Lambda\Lambda}$	X	β	$B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He})$	$B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be})$	$B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Li})$
I А		0,98 (0,98)	10,3 (10,3)	20,1 (17,9)	21,6 (21,6)
I В	(0,725)		(10,35)	(17,6)	(21,3)
II А		0,72 (0,75)	10,35 (10,85)	18,6 (17,3)	20,8 —
III А		0,67 (0,70)	10,3 (10,9)	18,8 (17,8)	20,9 (21,4)
IV В	0,58 (0,65)		10,35 (11,2)	18,4 (17,5)	20,2 (21,9)
Эксперимент [16, 17]			$10,9 \pm 0,5$	$17,7 \pm 0,4$	$20,6 \pm 1,7$

ных вариантов Λ - N -потенциала. В скобках указаны те значения параметров X и β , а также соответствующих им $B_{\Lambda\Lambda}$, при нахождении которых была использована трехтельная модель ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$. Как видно из табл. 2, согласование $B_{\Lambda\Lambda}$ двойных гиперядер с помощью единого Λ - Λ -потенциала возможно в пределах ошибок эксперимента (и точности четырехчастичных расчетов $\sim 0,7$ МэВ). Однако при нахождении параметров Λ - Λ -потенциала с использованием четырехтельной модели ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ $B_{\Lambda\Lambda}$ несколько занижаются для ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ и завышаются для ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$. Если же параметры X и β определять на основе трехтельных расчетов ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$, то таких трудностей при согласовании не возникает. Отметим также, что в присутствии второй Λ -частицы расстояние между двумя α -частицами уменьшается примерно на 10—12% по сравнению с аналогичной величиной в гиперядре ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$. Для всех рассматриваемых вариантов Λ - N -потенциала для обеспечения правильных значений $B_{\Lambda\Lambda}$ двойных гиперядер потенциал Λ - Λ -взаимодействия должен быть слабее синглетного Λ - N -потенциала на 30÷40% (если в качестве относительной силы Λ - Λ -потенциала использовать параметр X).

Исследование гиперядерной системы $d-\Lambda-d$ проводилось также в треугольной системе координат, однако для достижения лучшей сходимости и точности использовались не гауссовские, а экспоненциальные пробные функции [12]:

$$\psi(r_1, r_2, r_3) = \sum_{i=1}^N C_i \prod_{j=1}^3 \exp(-\alpha_{ij} r_{ij}),$$

где C_i и α_{ij} — линейные и нелинейные вариационные параметры. Использувавшиеся двухчастичные эффективные $\Lambda-d$ -потенциалы вида

$$V_{\Lambda d}^{k,d}(r) = \sum_{i=1}^3 V_i^{k,d} \exp\left(-\frac{r}{r_{i,k,d}}\right)$$

были согласованы с энергией $V_{\Lambda}({}^3\text{H})$ (рассчитанной по модели $\Lambda+d$) и с фазами упругого $\Lambda-d$ -рассеяния в квартетном (к) и дублетном (д) состояниях, которые предварительно были найдены путем трехчастичного вариационного расчета низкоэнергетического $\Lambda-d$ -рассеяния [13]. Параметры эффективных $\Lambda-d$ -потенциалов приведены в [14]. В состоянии с полным спином $J=3/2$ системы $d-\Lambda-d$ усредненный по спиновым переменным потенциал $\bar{V}_{\Lambda d}(r)$ равен

$$\bar{V}_{\Lambda d}(r) = \frac{1}{6} (5V_{\Lambda d}^d(r) + V_{\Lambda d}^k).$$

Потенциал взаимодействия дейтронов $V_{dd}(r)$ согласовывался по фазам $d-d$ -рассеяния [15] в состоянии с полным спином $S=2$. Поскольку имеющиеся экспериментальные данные не позволяют однозначно определить потенциал $d-d$ -взаимодействия, он брался в виде экспоненты $V_{dd}(r) = V_0 \exp(-r/r_0)$ с возможным добавлением члена аналогичного вида, учитывающего дополнительное ядерное притяжение на больших расстояниях $V_1(r)$ (а также и кулоновское отталкивание). Параметры использовавшихся ядерных $d-d$ -потенциалов: $V_0=6,88$ МэВ, $r_0=3,33$ Фм (вариант а); $V_0=13$ МэВ, $r_0=3,33$ Фм, $V_1=-3$ МэВ, $r_1=6$ Фм (вариант б); $V_0=14$ МэВ, $r_0=3,33$ Фм, $V_1=-2$ МэВ, $r_1=10$ Фм (вариант в).

Расчеты показали, что энергия связи системы $d-\Lambda-d$ колеблется в пределах от 0,04 МэВ для варианта а до 0,12 МэВ для варианта в. Эти результаты относятся к случаям, когда фазы $\Lambda-d$ -рассеяния были рассчитаны с $\Lambda-N$ -потенциалом (II, III), имеющим относительно сильную спиновую зависимость. В случае варианта $\Lambda-N$ -потенциала (I) энергия связи системы $d-\Lambda-d$ для тех же $d-d$ -потенциалов возрастает до 0,18 и 0,24 МэВ соответственно. Весьма интересно, что система $d-\Lambda-d$ (если она окажется стабильной относительно распада на ${}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}$) должна была бы иметь необычно большие размеры ($20 \div 40$ Фм) и в связи с этим могла бы иметь ротационные уровни, стоящие на 10—20 кэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Колесников Н. Н. и др. Изв. вузов. Физика, 1977, № 6, с. 75. [2] Колесников Н. Н., Копылов В. А., Колесов А. В. Изв. АН КазССР, 1982, № 4, с. 1. [3] Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. [4] Bodmer A. R., Ali S. Nucl. Phys., 1964, 56, p. 450. [5] Tang Y. C., Herndon R. C. Phys. Rev., 1965, 128, p. B 637. [6] Verma S. P., Surai D. P. Phys. Rev., 1967, C.20, p. 781. [7] Lovitch L., Rosati S. Nuovo Cim., 1967, 51 A, p. 647. [8] Колесников Н. Н., Чернов С. М. Ядерная физика, 1975, 22, с. 218. [9] McCarthy J. S., Sick I., Whitney R. R. Phys. Rev., 1977,

С 15, р. 1396. [10] Ali S., Bodmer A. R. Nucl. Phys., 1966, 80, р. 99. [11] Колесников Н. Н., Тарасов В. И., Старосотников М. И. Деп. ВИНТИ, № 3832-80. [12] Колесников Н. Н., Тарасов В. И. Изв. вузов. Физика, 1977, № 7, с. 98. [13] Колесников Н. Н., Копылов В. А. Изв. вузов. Физика, 1981, № 9, с. 114. [14] Колесников Н. Н., Копылов В. А., Колесов А. В. Тез. докл. 32-го совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атом. ядра. Л.: Наука, 1982, с. 187. [15] Lich D. D. Nucl. Phys., 1972, A 178, р. 375. [16] Pniewski J., Ziemińska D. Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра. М.: Наука, 1979, с. 187. [17] Mondal P., Saha M. Canad. J. Phys., 1980, 58, р. 300.

Поступила в редакцию
04.10.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 530.145

ПЯТИМЕРИЕ И ТЕОРИЯ АТОМА ВОДОРОДА

Ю. С. Владимиров, В. В. Кислов

(кафедра теоретической физики)

1. Введение. Зависимость физических величин от пятой координаты в пятимерной теории поля. Как известно, пятимерный подход к построению объединенной теории гравитации и электромагнетизма впервые был предложен в работе Т. Калуцы [1]. Уже первые варианты теории показали, что 15 пятимерных уравнений типа уравнений Эйнштейна естественным образом распадаются на 10 стандартных электрорывакуумных уравнений Эйнштейна, 4 уравнения второй пары уравнений Максвелла (без источников) и 15-е уравнение, которое предполагает возможность ввода еще одного (скалярного) поля. Существенной чертой первых вариантов теории является условие цилиндричности (независимости) геометрических величин по пятой координате.

Однако даже в этих вариантах теории условие цилиндричности не распространялось на негеометрические (внешние) величины, например на волновые функции полей. Последние могли зависеть от x^5 , причем тогда операторы пространственно-временного дифференцирования должны были заменяться на калибровочно-инвариантные операторы [2]:

$$\partial_{\mu}^{+} \psi \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x^{\mu}} - \frac{G_{5\mu}}{G_{55}} \frac{\partial}{\partial x^5} \right) \psi = \left(\frac{\partial}{\partial x^{\mu}} + \frac{2\sqrt{k}}{c^2} A_{\mu} \frac{\partial}{\partial x^5} \right) \psi, \quad (1)$$

где учтено, что векторный электромагнитный потенциал A_{μ} связан с компонентами пятимерной метрики G_{AB} соотношением $A_{\mu} = -\frac{c^2}{2\sqrt{k}} \times \frac{G_{5\mu}}{G_{55}}$, k — ньютоновская постоянная тяготения. (Здесь и в дальнейшем греческие индексы пробегают значения 0, 1, 2, 3.)

Заметим, что оператор (1) совпадает с оператором, используемым в стандартной электродинамике: $\partial_{\mu}^{+} \psi \equiv \left(\partial_{\mu} - \frac{ie}{\hbar c} A_{\mu} \right) \psi$, если предположить специальный вид зависимости волновой функции заряженного скалярного поля ψ от пятой координаты:

$$\psi = \psi(x^{\mu}) \cdot \exp \left(-\frac{iec}{2\sqrt{k}\hbar} x^5 \right). \quad (2)$$

Легко также показать, что известные калибровочные (градиентные) преобразования электромагнитного потенциала A_{μ} и волновых функций