

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12

ЭФФЕКТЫ КОРРЕЛЯЦИИ БАРИОНОВ И ДЕФОРМАЦИИ ОСТОВА  
В ГИПЕРЯДЕРНЫХ СИСТЕМАХ ТРЕХ, ЧЕТЫРЕХ И ПЯТИ  
ЧАСТИЦ

А. Г. Дончев, С. А. Калачев, Н. Н. Колесников, В. И. Тарасов

(кафедра теоретической физики)

На основании непосредственных трех-, четырех- и пяти-частичных вариационных расчетов гиперядер  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$  и  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ , а также ядер  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  исследуются эффекты корреляции частиц и сжимаемость остова и обсуждаются условия применимости двухтельной ( $\Lambda + \text{остов}$ ) модели гиперядер.

При расчетах основных и возбужденных состояний гиперядер  $1p$ -оболочки, а также более тяжелых гиперядер используется двухтельная модель ( $\Lambda + \text{остов}$ ), в которой подразумевается, что потенциал взаимодействия  $\Lambda$ -гиперона с нуклонным остовом  $V_{\Lambda O}$  есть результат усреднения потенциала элементарного  $\Lambda N$ -взаимодействия  $V_{\Lambda N}$  по плотности распределения нуклонов остова  $\rho(\mathbf{r})$ , причем в качестве  $\rho(\mathbf{r})$  обычно принимается плотность распределения нуклонов в соответствующем свободном ядре  $\rho_0$ .

В настоящей работе на основании непосредственных трех-, четырех- и пяти-частичных расчетов устанавливается связь между  $V_{\Lambda O}$  и потенциалом элементарного  $\Lambda N$ -взаимодействия  $V_{\Lambda N}$  и выясняется роль корреляционных эффектов и деформации остова. Отметим, что аналогичные проблемы существуют в физике обычных (нуклонных) ядер для взаимодействия между кластерами, такими как  $\alpha$ -частицы, дейтроны, тритоны и т. д., но при этом в отличие от гиперядер возникают дополнительные осложнения, связанные с тождественностью нуклонов различных кластеров и с соответствующей симметризацией волновой функции.

В настоящей работе расчет гиперядерных систем  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  и  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ , а также их возбужденных состояний проводится с полуреалистическими  $NN$ - и  $\Lambda N$ -потенциалами. Используемый  $NN$ -потенциал  $V_{NN}$  — центральный и спиновозависимый. Знакопеременный характер этого потенциала и наличие мощной отталкивательной сердцевины (кора) обеспечивают хорошее описание электрических форм-факторов  $F(\mathbf{q})$  ядер  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  (включая и положение минимума  $F(\mathbf{q})$ ), а также фаз  $np$ -рассеяния в триплетном и синглетных  $s$ -состояниях [1, 2].

В случае трех- и четырех-частичных ядер, а также соответствующих гиперядер в расчеты входят синглетный и триплетный  $NN$ -потенциалы в виде их полусуммы, которая, согласно [1], содержит в виде комбинации как притягивающую ( $a$ ), так и отталкивающую ( $r$ ) части

$$\bar{V}_{NN} = V_r \exp(-\mu_r r^2) + V_a \exp(-\mu_a r^2), \quad (1)$$

где  $V_r = 3530$  МэВ,  $V_a = -2080$  МэВ,  $\mu_r = 2.0$  фм $^{-2}$ ,  $\mu_a = 1.35$  фм $^{-2}$ . При расчете дейтрона и гипертретия использовался триплетный  $NN$ -потенциал работы [2] аналогичного вида. Кроме этого, как показывается ниже, используемые  $NN$ -потенциалы достаточно хорошо описывают энергии связи и размеры нуклонных остовов, что необходимо для расчетов соответствующих гиперядер. Для расчета трех-, четырех- и пяти-частичных гиперядер использовался полуреалистический знакопеременный спиновозависимый  $\Lambda N$ -потенциал  $V_{\Lambda N}$  работы [3], который хорошо согласуется с угловыми распределениями и полными сечениями низкоэнергетического  $\Lambda p$ -рассеяния [4]. Слабая зависимость  $V_{\Lambda N}$  от изоспина в настоящей работе не учитывалась, и принималось, что

$$V_{\Lambda N}(r) = V_{\Lambda N}^c(r) + (\sigma_{\Lambda} \sigma_N) V_{\Delta N}^{\sigma}(r), \quad (2)$$

где

$$V_{\Lambda N}^c = \sum_{k=1}^3 U_k^c \exp\left(-\frac{r^2}{r_k^2}\right), \quad V_{\Delta N}^{\sigma} = \sum_{k=1}^3 U_k^{\sigma} \exp\left(-\frac{r^2}{r_k^2}\right),$$

$U_1^c = 1300$  МэВ,  $U_2^c = 15$  МэВ,  $U_3^c = -140$  МэВ,  $U_1^{\sigma} = -360$  МэВ,  $U_2^{\sigma} = 380$  МэВ,  $U_3^{\sigma} = -80$  МэВ,  $r_1 = 0.2$  фм,  $r_2 = 0.36$  фм,  $r_3 = 0.7$  фм [4].

Метод и процедура вариационных расчетов как ядерных, так и гиперядерных систем были такими же, как в работах [1, 5], максимальное число пробных функций доходило до 200 в случае пяти-частичной системы  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ .

Результаты расчетов с потенциалами (1) и (2) всех связанных состояний ядер и гиперядер с барионным числом  $A < 6$  приведены в табл. 1. Для ядер даны полные энергии связи ( $B$ ), для гиперядер — энергии связи  $\Lambda$ -частицы ( $B_{\Lambda}$ ). Для всех систем подсчитаны среднеквадратичные расстояния частиц  $p, n, \Lambda$  от центра масс соответственно  $R_p, R_n, R_{\Lambda}$ . В таблицу включены также среднеквадратичные расстояния между частицами:  $R_{np}, R_{nn}, R_{pp}, R_{\Lambda p}, R_{\Lambda n}$ .

Как видно из таблицы, среднеквадратичный радиус  $R_p$  убывает с ростом  $A$  (как для ядер, так и

Энергии связи и размеры барионных систем с  $A < 6$ . Результаты расчета Таблица 1

Система	${}^2\text{H}$	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$	${}^3\text{He}$	${}^4_{\Lambda}\text{He}$	${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$	${}^4\text{He}$	${}^5_{\Lambda}\text{He}$
$B$ , МэВ	2.226		8.455			7.769			29.51	
$B_{\Lambda}$ , МэВ		0.109		1.84	0.61		1.78	0.58		4.8
$R_p$ , фм	1.982	4.658	1.666	1.773	2.075	1.688	1.798	2.107	1.471	1.498
$R_n$ , фм	1.979	4.657	1.665	1.773	2.075	1.675	1.789	2.096	1.466	1.492
$R_{\Lambda}$ , фм		7.214		2.308	3.387		2.358	3.447		1.716
$R_{pn}$ , фм	3.960	3.649	2.884	2.632	2.741	2.909	2.650	2.765	2.397	2.293
$R_{pp}$ , фм						2.931	2.666	2.783	2.408	2.303
$R_{nn}$ , фм			2.883	2.632	2.742				2.393	2.291
$R_{\Lambda p}$ , фм		11.643		3.562	4.986		3.634	5.074		2.635
$R_{\Lambda n}$ , фм		11.643		3.562	4.986		3.628	5.068		2.629

Энергии связи и размеры барионных систем с  $A < 6$ . Экспериментальные данные Таблица 2

Система	${}^2\text{H}$	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$	${}^3\text{He}$	${}^4_{\Lambda}\text{He}$	${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$	${}^4\text{He}$	${}^5_{\Lambda}\text{He}$
$B$ , МэВ	2.22463(6)		8.48196(8)			7.71818(7)			28.29599(8)	
$\sqrt{\langle R_{\text{ch}}^2 \rangle}$ , фм	2.095(6)		1.65(6)			1.67(6)			1.50(4)	
$B_{\Lambda}$ , МэВ		0.13(5)		2.04(11)	1.00(12)		2.39(3)	1.21(5)		3.12(2)

для гиперядер) и притом он больше для изобаров с бóльшим  $Z$ . Аналогичное справедливо и для  $R_n$ . Отметим, что во всех случаях  $R_p \geq R_n$ ,  $R_{\Lambda}$  значительно превышает  $R_p$ . Радиус орбиты  $\Lambda$ -частицы особенно велик в гиперядре  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ .

Добавление  $\Lambda$ -частицы приводит к уменьшению  $R_{np}$ ,  $R_{nn}$  и  $R_{pp}$ , т.е. к сжатию остова. Этот эффект особенно значителен у  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ . В то же время благодаря смещению центра масс при переходе от ядра к соответствующему гиперядру  $R_p$  возрастает особенно значительно в случае  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , что могло бы экспериментально наблюдаться в атомном спектре  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  как на порядок больший, чем у  ${}^2\text{H}$  эффект объема ядра. Для возбужденных состояний гиперядер ( ${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$  и  ${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$ ) сжатие нуклонного остова слабее, а зарядовый радиус — больше, чем для основного состояния.

Точность расчетов ядерных и гиперядерных систем оценивается как одна–две единицы в последней значащей цифре.

Результаты расчетов в целом согласуются с экспериментальными данными, приведенными в табл. 2.

Наиболее значительное отклонение от экспериментальных значений энергий наблюдается у  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  (завышение на 1.7 МэВ, которое типично для всех теоретических расчетов), а также у  ${}^4\text{He}$ .

Экспериментальные значения энергий связи ( $B$ ) для ядер  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  заимствовались из таблиц работы [7], среднеквадратичные зарядовые радиусы  $\sqrt{\langle R_{\text{ch}}^2 \rangle}$  — из обзора [8] и энергии  $B_{\Lambda}$  из статьи [9].

Как следует из проведенных расчетов,  $\Lambda$ -частица сжимает нуклонный остов, уменьшая расстояние

между нуклонами. Наиболее объективной характеристикой сжатия нуклонного остова является изменение расстояния нуклонов от центра масс остова  $R'_p$  (либо  $R'_n$ ) по отношению к их расстоянию от центра масс соответствующего ядра  $R_p$  (либо  $R_n$ ), а также соответствующий коэффициент сжатия  $\xi$ , определяемый как  $\xi = (R_p - R'_p)/R_p$ . Эти характеристики приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, относительное сжатие остова по сравнению со свободным ядром сильнее всего в четырехчастичных ядрах.

Сжимаемость остова Таблица 3

Система	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$	${}^4_{\Lambda}\text{He}$	${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$	${}^5_{\Lambda}\text{He}$
$R'_p$ , фм	1.826	1.520	1.583	1.536	1.604	1.408
$R'_n$ , фм	1.823	1.519	1.583	1.526	1.592	1.402
$\xi$ , %	7.9	8.8	5.0	8.9	5.0	4.3
$B'_{\Lambda}$ , МэВ	—	1.07	—	1.00	—	2.88
$B'_{\Lambda}$ , МэВ	—	1.70	—	1.61	—	3.48
$\eta$ , МэВ	1.262	1.104	1.354	1.110	1.360	1.140

При расчете энергии связи  $\Lambda$ -частицы по модели  $\Lambda$  + остов потенциал рассчитывается по формуле

$$V_{\Lambda O}(r) = \int V_{\Lambda N}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|) \rho(\mathbf{r}_1) d^3 r_1, \quad (3)$$

где  $\rho(\mathbf{r})$  — плотность распределения нуклонов остова. При использовании в качестве  $\rho$  плотности  $\rho_0$  нуклонов свободного остова (т.е. ядра  ${}^A X$ ), рассчитанные энергии связи  $\Lambda$ -частицы ( $B'_{\Lambda}$ ) в гиперядре  ${}^{A+1}X$  оказываются заметно ниже, чем при точном расчете системы  $A+1$  частиц. Это иллюстрируется в табл. 3. Учет деформации остова приводит к увеличе-

нию энергии гиперядер, соответствующее значение  $B_\Lambda$  в таблице обозначается  $B_\Lambda''$ . Для того чтобы при использовании в качестве  $\rho$  плотности свободного остова получалось правильное (соответствующее  $A + 1$ -частичному расчету) значение энергий связи  $B_\Lambda$ , необходимо производить углубление  $\Lambda N$ -потенциала, т.е. домножить  $V_{\Lambda N}(r)$  в формуле (2) на фактор  $\eta$ , значение которого приведено в последней строке табл. 3.

Как видно из табл. 3, даже учет деформации остова не позволяет в рамках двухтельной модели получить правильное значение  $B_\Lambda$ , поскольку существенный вклад в  $B_\Lambda$  дает эффект корреляции, т.е. имеется зависимость плотности нуклонов  $\rho$  от положения  $\Lambda$ -частицы. Чем меньше расстояние  $\Lambda$ -частицы от центра остова  $r$ , тем значительнее искажение  $\rho$ , в частности формы  $\rho$ . Характер зависимости плотности нуклонов  $\rho$  остова от положения  $\Lambda$ -частицы иллюстрируется на рис. 1 на примере  ${}^5_\Lambda\text{He}$ . Линиями соединены точки с одинаковыми значениями  $\rho$ , ось абсцисс соответствует направлению от центра масс остова на  $\Lambda$ -частицу.

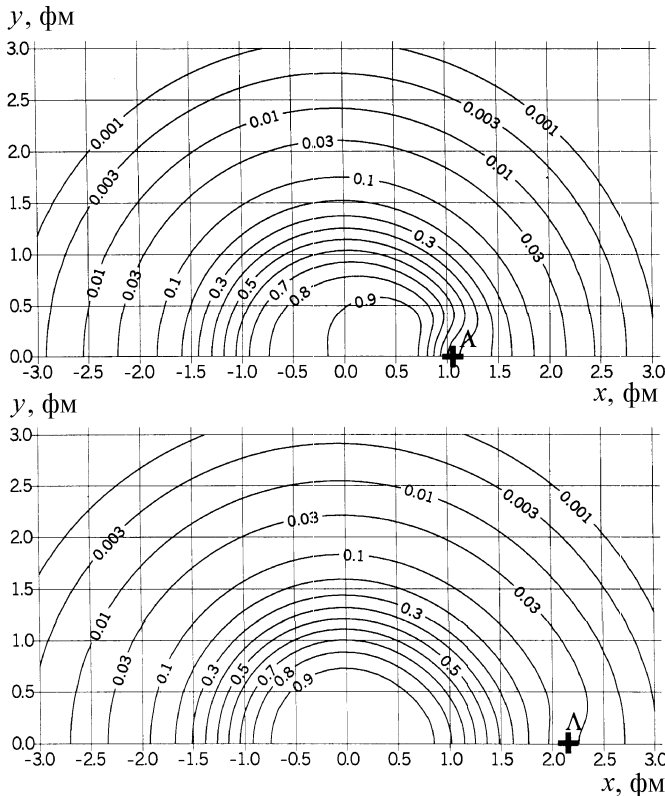


Рис. 1. Зависимость плотности нуклонов  $\rho$  от положения  $\Lambda$ -частицы, обозначенной крестиком

Усредняя потенциал  $\Lambda N$ -взаимодействия по плотности  $\rho$  при каждом фиксированном  $r$  можно найти «корреляционный» потенциал взаимодействия  $\Lambda$ -частицы с остовом  $V_c$ . Его зависимость от  $r$  изображена на рис. 2, кривая 1. Там же на кривой 2 показан потенциал  $V_0$  взаимодействия  $\Lambda$ -частицы со свободной  $\alpha$ -частицей.  $V_c$  значительно глубже, чем  $V_0$ , и расчет  $B_\Lambda$  по двухтельной модели приводит

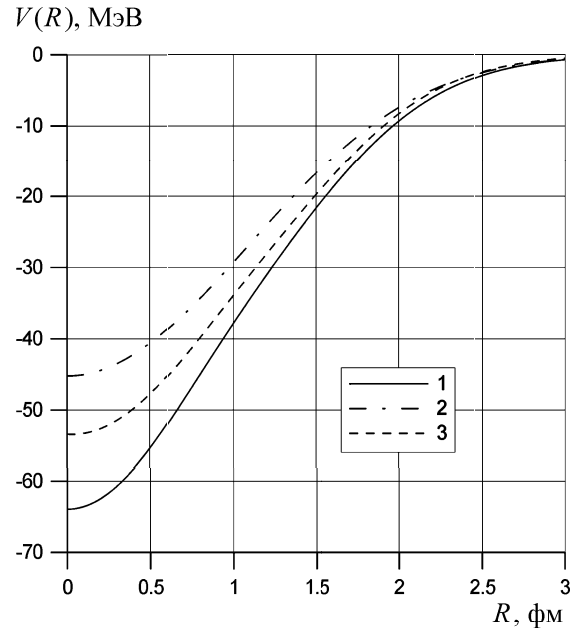


Рис. 2. Потенциал взаимодействия  $\Lambda$ -частицы с остовом

к величине значительно большей (7 МэВ), чем при точном пяти-частичном расчете (4.8 МэВ), тогда как потенциал  $V_0$  существенно занижает энергию  $B_\Lambda$  (2.88 МэВ).

Однако вычисленная для фиксированных положений  $\Lambda$ -частицы плотность  $\rho$  и потенциал  $V_c$  не учитывают того, что вероятность местонахождения  $\Lambda$ -частицы существенно меняется при изменении  $r$ . Усредненная по положению  $\Lambda$ -частицы плотность распределения нуклонов остова становится ближе к сферически симметричной, хотя она все же несколько вытянута в направлении на  $\Lambda$ -частицу. Это видно на рис. 3, где линиями соединены точки с одинаковыми значениями  $\rho$ . Соответствующий этой плотности усредненный потенциал  $\bar{V}_0$  (кривая 3 на рис. 3) менее глубокий, чем  $V_c$ . Расчет  $B_\Lambda$  с потенциалом  $\bar{V}_0$  по модели  $\Lambda +$  остов приводит к значению 4.75 МэВ, что практически совпадает с точным пяти-частичным расчетом. Это дает основание рассматривать  $\bar{V}_0$  как наиболее реалистичский потенциал взаимодействия  $\Lambda$ -частицы с  $\alpha$ -частицей, учитывающий ее

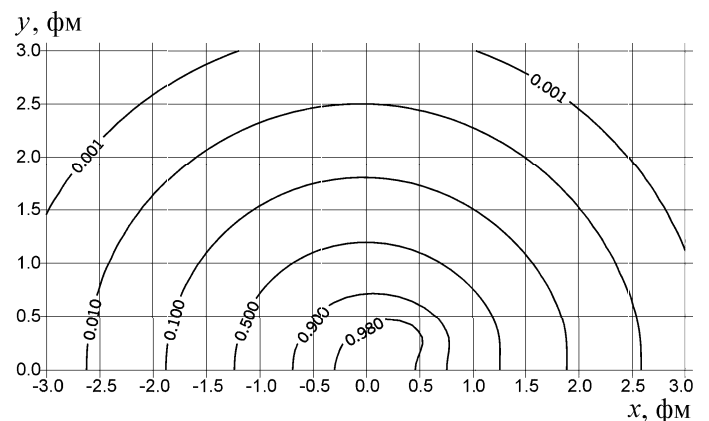


Рис. 3. Усредненная по положению  $\Lambda$ -частицы плотность распределения нуклонов

деформацию и корреляцию в движении нуклонов и  $\Lambda$ -частицы.

Таким образом, в рамках модели  $\Lambda$  + остов правильную энергию связи гиперядер обеспечивает либо потенциал взаимодействия  $\Lambda$ -частицы с остовом  $\bar{V}_0$ , учитывающий корреляции в движении нуклонов и  $\Lambda$ -частицы и деформацию остова, либо эффективный потенциал  $V_{\text{eff}}$ , вычисленный для недеформированного остова (с плотностью  $\rho_0$ ), но с углублением  $\Lambda N$ -потенциала (т. е. умножением потенциала (1) на корректирующий множитель  $\eta$ ).

Второй способ использовался для расчета гиперядра  ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$  как кластерной системы  $\alpha + \alpha + \Lambda$ . При этом в качестве  $\alpha\alpha$ -потенциала был использован потенциал  $d_0$  Али-Бодмера [10], а потенциал  $V_{\Lambda\alpha} = V_{\text{eff}}$  обеспечивал экспериментальную энергию связи  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ . При числе пробных функций  $N = 50$  было найдено, что энергия связи этой системы составляет 6.54 МэВ, что близко к экспериментальному значению 6.71(4) МэВ [9].

С теми же самыми потенциалами  $\Lambda\alpha$  и  $\alpha\alpha$  анализировались двойные гиперядерные системы  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  и  ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$  с целью получения информации об особенностях  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. При этом двойное гиперядро  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  рассматривалось как трех-частичная система  $\alpha\Lambda\Lambda$ , а  ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$  — как четырех-частичная система  $\alpha\alpha\Lambda\Lambda$ . Предполагалось, что, согласно мезонной теории, потенциал  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия  $V_{\Lambda\Lambda}$  отличается от потенциала  $\Lambda N$ -взаимодействия отсутствием обмена  $K$ -мезонами, а потенциал обмена каонами представляется юкавской экспонентой  $V_k(r) = V_k^0 e^{-\mu_k r} / r$ , где  $\mu_k = m_k c / \hbar$ ,  $m_k$  — масса  $K$ -мезона. Из условия согласования с экспериментальными энергиями связи двойных гиперядер  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  ( $B_{\Lambda\Lambda} = 10.9 \pm 0.5$  МэВ [11]) и  ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$  ( $B_{\Lambda\Lambda} = 17.7 \pm 0.4$  МэВ [12]) находился параметр связи с каонным полем  $V_k^0$ . Трех- и соответственно четырех-частичные расчеты этих систем показали, что оба экспериментальных значения воспроизводятся практически в пределах экспериментальных ошибок, если  $V_k^0 = -57$  МэВ · фм.

Расчеты с использованием найденного значения  $V_k^0$  показали, что четырех-частичная система  ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{H}$  стабильна ( $B_{\Lambda\Lambda} \approx 1.1$  МэВ), а для  ${}^5_{\Lambda\Lambda}\text{He}$   $B_{\Lambda\Lambda} = 5.85$  МэВ.

Наконец, в предположении, что потенциал  $\Lambda_c^+ N$  отличается от  $V_{\Lambda N}$  заменой обмена каоном на обмен  $D$ -мезоном, были оценены энергии суперядер и показано, что из-за кулоновского отталкивания из суперядер стабильны могут быть лишь  ${}^4_c\text{Li}$  и  ${}^5_c\text{Li}$ .

Авторы благодарят В.Б. Беляева, В.И. Кукулина, а также В.С. Ростовского за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

## Литература

1. Колесников Н.Н., Тарасов В.И. // Ядерная физика. 1982. **35**. С. 609.
2. Колесников Н.Н., Тарасов В.И. // Изв. АН СССР, Сер. Физ. 1981. **45**. С. 2183.
3. Колесников Н.Н., Копылов В.А. // Изв. вузов, Физика. 1983. № 5. С. 36.
4. Колесников Н.Н., Тарасов В.И. // Изв. вузов, Физика. 1997. **40**. С. 19.
5. Дончев А.Г., Колесников Н.Н., Тарасов В.И. // Ядерная физика. 2000. **63**. С. 419.
6. Дончев А.Г., Колесников Н.Н., Тарасов В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 1. С. 7.
7. Table of Isotopes. 8-th ed. 1996. R.B. Firestone. CD-ROM Edition.
8. De Vries A., de Jager C.W., de Vries C. // ADNDT. 1987. **36**. P. 495.
9. Пневский Е., Зиминская Д. Каон-ядерные взаимодействия и гиперядра. М., 1979.
10. Ali S., Bodmer A.R. // Nucl. Phys. 1966. **80**. P. 99.
11. Prowse D.J. // Phys. Rev. Lett. 1967. **17**. P. 782.
12. Danisz M., Garbowska K., Pniewski // Phys. Rev. Lett. 1963. **11**. P. 19.

Поступила в редакцию  
24.03.03