

Известно, что в связи с различиями электронного строения  $3d$ -оболочки ионов  $\text{Cr}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  ( $t_g^0 t_{2g}^3$  и  $t_g^2 t_{2g}^3$  соответственно),  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  и  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  при одинаковой кристаллографической структуре имеют несколько различный характер магнитного упорядочения [8]. Поэтому прямое сравнение значений  $H_{\text{эфф}}(0)$  в этих соединениях в значительной степени условно.

Отсутствие данных о влиянии сверхобменного взаимодействия различных типов на эффективное магнитное поле на ядрах диамагнитных примесей затрудняет количественный анализ поведения  $H_{\text{эфф}}$  в соединениях типа корунда, где реализуется одновременно несколько типов обменных взаимодействий, отличающихся величиной угла связи катион-анион-катион. Однако сопоставление результатов наших измерений с данными работы [9], где наблюдалось значительное уменьшение магнитного поля на ядрах примесных атомов олова при переходе от матрицы  $\text{LaFeO}_3$  к матрице  $\text{LaCrO}_3$ , позволяет предположить, что в соединениях со структурой корунда катион-анион-катионное сверхобменное взаимодействие, в котором принимают участие  $t_g$ -электроны магнитных катионов, играет второстепенную роль. Основным, по-видимому, является катион-катионное взаимодействие [10], обусловленное перекрытием волновых функций  $t_{2g}$ -электронов.

Высокотемпературный мессбауэровский спектр  $^{119}\text{Sn}^{4+}$  (рис. 2) позволяет оценить постоянную квадрупольного взаимодействия,  $e^2qQ$  для  $^{119}\text{Sn}^{4+}$  в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . Величина  $e^2qQ = 0,6 \pm 0,1$  мм/с оказалась близкой соответствующему значению, найденному для  $^{119}\text{Sn}^{4+}$  в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  [3].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фабричный П. Б., Бабешкин А. М. и др. «Физика твердого тела», 12, 2032, 1970.
2. Fabritchnyi P. B., Babeshkin A. M., Nesmeianov A. N. «Phys. Chem. Sol.», 32, 1701, 1971.
3. Fabritchnyi P. B., Lamykin E. V. et al. «Sol. State Comm.», 11, 343, 1971.
4. Ламыкин Е. В., Фабричный П. Б. и др. «Физика твердого тела», 15, 874, 1973.
5. Фабричный П. Б., Ламыкин Е. В. и др. «Физика твердого тела», 13, 3417, 1971.
6. Плотникова М. В., Митрофанов К. П., Шпинель В. С. «Письма в ЖЭТФ», 3, 321, 1966.
7. Mc Guire T. R., Scott E. T., Grannis F. H. «Phys. Rev.», 102, 1000, 1956.
8. Изюмов Ю. А., Озеров Р. П. Магнитная нейтронография. М., 1966.
9. Бокос В. А., Попов Г. В. «Физика твердого тела», 14, 104, 1972.
10. Гуденаф Д. Магнетизм и химическая связь. М., 1968.

Поступила в редакцию  
27.6 1974 г.

НИИЯФ  
Кафедра радиохимии химфака

УДК 539.144

Н. Н. КОЛЕСНИКОВ, С. М. ЧЕРНОВ

## $d-\Lambda-d$ -СИСТЕМА

В настоящей работе, используя экспериментальные данные о взаимодействии  $\Lambda$ -частицы с дейтроном, исследовалась связанная квазимолекулярная система  $d-\Lambda-d$  с параллельно ориентированными спинами дейтронов. Расчет проводился в рамках трехтельной модели вариационным методом с простейшей двухпараметрической пробной функцией. Аналогичный метод использовался Далитцем и Даунсом для расчёта  $^3\text{H}$  [1]. Потенциал  $\Lambda-d$ -взаимодействия заимствован из работы [2]. Энергия связи системы  $d-\Lambda-d$  рассчитана при различных предположениях о величине параметров, характеризующих  $d-d$ -взаимодействие. При каждом наборе параметров рассчитаны  $s$ -фазы упругого  $d-d$ -рассеяния при низких энергиях, которые сопоставляются с экспериментом.

Известно, что  $\Lambda-N$ -взаимодействие сильнее в синглетном состоянии [1], поэтому энергия связи квазимолекулярной системы  $d-\Lambda-d$  должна быть максимальна при параллельной ориентации спинов дейтронов и противоположной им ориентации спина  $\Lambda$ -частицы. В соответствии с теоретическими соображениями (действие принципа Пау-

ли), а также экспериментальными данными (упругое  $d-d$ -рассеяние) между дейтронами в состоянии с параллельными спинами на малых расстояниях действуют значительные по величине силы отталкивания, на самых же больших расстояниях существенно кулоновские силы. Однако, учитывая малость последних по сравнению с ядерным взаимодействием даже в случае  $\alpha-\alpha$ -взаимодействия, для наших приближенных оценок ими вполне можно пренебречь.

В соответствии с [2] потенциал взаимодействия  $\Lambda$ -частицы с дейтроном в состоянии с полным спином  $1/2$  брался в виде:

$$V_{\Lambda d}(r) = -U \{ \exp(-v_1 r) - \exp(-v_2 r) \},$$

где  $U = 473$  МэВ;  $v_1 = 1,8 \text{ ф}^{-1}$  и  $v_2 = 2,2 \text{ ф}^{-1}$  ( $1 \text{ ф} = 10^{-13} \text{ см}$ ). Этот потенциал получен в двухпонином приближении для потенциала  $\Lambda-N$ -взаимодействия юкавской формы и обеспечивает правильные значения энергий связи  $B_{\Lambda}$  гипер-ядер  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  и  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ , в частности,  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H}) = 0,3 \pm 0,15$  МэВ.

К сожалению, в настоящее время отсутствуют прямые эксперименты по рассеянию поляризованных дейтронов на ориентированных дейтериевых мишенях (см. [3-4]), поэтому потенциал  $d-d$ -взаимодействия в различных спиновых состояниях неизвестен, и имеются лишь предварительные данные о фазах  $d-d$ -рассеяния в состоянии с  $S=2$  [5]. Поэтому для простоты потенциал  $d-d$ -взаимодействия в состоянии с параллельными спинами дейтронов брался в виде экспоненты

$$V_{dd}(r) = V_0 \exp(-\mu r).$$

Значения параметров  $V_0$  и  $\mu$  варьировались, и оценивалась энергия связи системы  $d-\Lambda-d$ . Значения  $\mu$  брались в пределах от 0,2 до  $1,8 \text{ ф}^{-1}$ , что соответствовало эффективным радиусам вблизи среднеквадратичного радиуса дейтрона ( $1,96 \text{ ф}$  [6]).

Для проведения вариационных расчетов удобно, следуя [1], ввести треугольные координаты  $r_1, r_2$  и  $r_3$ , где  $r_1$  и  $r_2$  — расстояния между  $\Lambda$ -частицей и первым и вторым дейтронами, а  $r_3$  — расстояние между дейтронами. В этих координатах

$$E = 8\pi^2 \int dr_1 dr_2 dr_3 r_1 r_2 r_3 \left\{ \frac{\hbar^2 (M_d + M_{\Lambda})}{2M_d M_{\Lambda}} \times \right. \\ \times \left[ \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial \psi}{\partial r_i} \right)^2 + t(123) + t(231) + t(312) \right] + \\ + \frac{\hbar^2 (M_{\Lambda} - M_d)}{2M_{\Lambda} M_d} \left[ \left( \frac{\partial \psi}{\partial r_3} \right)^2 + t(231) + t(312) - t(123) \right] + \\ \left. + [V_{\Lambda d}(r_1) + V_{\Lambda d}(r_2) + V_{dd}(r_3)] \psi^2 \right\},$$

где

$$t(ijk) = \left( \frac{r_i^2 + r_j^2 - r_k^2}{2r_i r_j} \right) \frac{\partial \psi}{\partial r_i} \frac{\partial \psi}{\partial r_j},$$

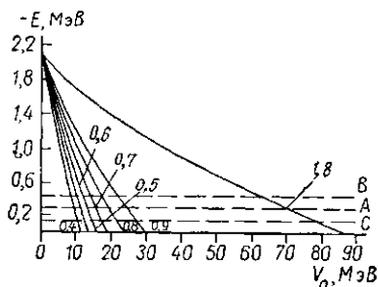
$E$  — полная энергия системы  $d-\Lambda-d$ ,  $\psi$  — нормированная волновая функция,  $M_d$  и  $M_{\Lambda}$  — массы дейтрона и  $\Lambda$ -частицы. Пробная волновая функция бралась в виде

$$\psi(r_1 r_2 r_3) = N \cdot \exp(-\alpha(r_1 + r_2) - \beta r_3), \quad \psi$$

где  $N$  — нормировочная константа,  $\alpha$  и  $\beta$  — вариационные параметры. При вычислениях сначала фиксировалось значение  $\mu$  и проводилась минимизация  $E$  при всех тех значениях  $V_0$ , при которых  $E$  меньше нуля. Расчеты повторялись для различных значений  $\mu$  в указанных выше пределах. Результаты расчетов на ЭВМ показаны на рисунке. Цифрами на кривых указаны значения  $\mu$  (в  $\text{ф}^{-1}$ ). Система  $d-\Lambda-d$  может существовать в связанном состоянии, не распадаясь на  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  и  $d$ , если  $E < -B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$ .

Пунктирная линия  $A$  соответствует  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H}) = 0,3$  МэВ, линия  $B - B_{\Lambda} + 0,15$  и  $C - B_{\Lambda} - 0,15$ . Точки пересечения кривых с линиями  $A, B$  и  $C$  дают граничные значения  $V_0$  и  $\mu$ , при которых возможно существование связанного состояния системы  $d-\Lambda-d$ . Как видно из рисунка, уменьшение граничных значений  $\mu$  приводит к уменьшению  $V_0$ ; при  $\mu \rightarrow V_0$  стремится к предельному значению порядка 6 МэВ.

Чтобы выяснить, какая комбинация граничных значений  $V_0$  и  $\mu$  согласуется с экспериментами по  $d-d$ -рассеянию, были вычислены  $s$ -фазы упругого  $d-d$ -рассеяния в состоянии с полным спином  $s=2$  для энергий: 8,2, 10,5 и 12,5 МэВ (в л. с.), поскольку предварительный фазовый анализ поляризационных экспериментов, проведенный в [5] в приближении сохранения спина канала дал для этих энергий фазы  $\delta_0 = -58,8^\circ$ ,  $-59^\circ$  и  $-63^\circ$ . Эти же значения получаются (для случая А) при  $\mu = 0,35 \text{ ф}^{-1}$  и  $V_0^0 = 7,5 \text{ МэВ}$ . При  $\mu > \mu_0$  (и соответствующих им значений  $V_0$ ) получаются значения фаз, меньших по абсолютной величине, чем  $\delta_0$ . Следует, однако, иметь в виду, что при проведении фазового анализа в [5] был сделан ряд приближений, поэтому результаты для  $\delta_0$  следует рассматривать как ориентировочные. Заметим, что расчеты по методу резонирующих групп приводят к иным результатам [7].



Вследствие вариационных свойств задачи улучшение пробной функции системы привело бы к увеличению границы для  $V_0$  для данного  $\mu$ . Заметим, что максимальная энергия связи (полученная при  $V_0 \rightarrow 0$ ) системы  $d-\Lambda-d$  составляет 2,1 МэВ.

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные не противоречат возможности существования связанного состояния квазимолькулярного типа  $d-\Lambda-d$ . Если такая система существует, то она могла бы образоваться с достаточно большой вероятностью при прохождении гипертригия через вещество, содержащее дейтерий. Возможным указанием на существование такой гипермолекулы является наличие распадов системы, состоящей из двух нейтронов, двух протонов и  $\Lambda$ -частицы (которая обычно отождествляется с  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  [8]) на два дейтрона, протон и отрицательный пион.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Dalitz R. H., Downs B. W. «Phys. Rev.», **110**, 958, 1958.
2. Murphy J. M., Bodmer A. R. «Nucl. Phys.», **83**, 673, 1966.
3. Plattner G. R., Keller L. G. «Phys. Lett.», **30B**, 327, 1969.
4. Myer H. O., Schiemenz P. «Nucl. Phys.», **A197**, 259, 1972.
5. Lien P. D. «Nucl. Phys.», **A178**, 375, 1972.
6. Bernard R. W. et al. «Phys. Lett.», **47B**, 355, 1973.
7. Thompson D. R. «Nucl. Phys.», **A143**, 304, 1970.
8. Juric M. et al. «Nucl. Phys.», **B52**, 1, 1973.

Поступила в редакцию  
15.7 1974 г.

НИИЯФ

УДК 535.5

В. А. ДИАНОВА, В. Н. ПАРЫГИН, А. САВЕНКО

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФЭУ ДЛЯ СУПЕРГЕТЕРОДИННОГО ПРИЕМА МОДУЛИРОВАННОГО СВЕТА

Одним из наиболее перспективных приемников модулированного светового потока является фотозлектронный умножитель, обладающий высокой чувствительностью к свету. Однако вследствие дисперсии скоростей вторичных электронов частотная характеристика ФЭУ обычно не превышает 100 МГц. Поэтому для приема СВЧ модулированного света с помощью ФЭУ применяется гетеродинный метод [1, 2]. Для этого во входную камеру ФЭУ подается сигнал гетеродина с частотой, близкой к частоте модуляции. Это приводит к вторичной модуляции электронного потока и возникновению сигнала разностной частоты, который линейно усиливается в диодной системе ФЭУ. Такой метод приема значительно расширяет частотные пределы использования стандартного ФЭУ [3, 4].

Если световой поток модулирован сигналом частоты  $\Omega_1$ , а вторичная модуляция осуществляется на частоте  $\Omega_2$ , то ток на выходе ФЭУ имеет вид

$$i_a = I_0 (1 + m_1 \cos \Omega_1 t) [\beta_0 (1 + m_2 \cos \Omega_2 t)]. \quad (1)$$