

При исследовании изменения концентрации кислорода в воде решалось уравнение диффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D(T) \frac{\partial C}{\partial z} \right]. \quad (7)$$

Начальное распределение концентрации по вертикали и граничное условие на поверхности воды $C(0, t) = \varphi(t)$ задавались численно по данным эксперимента. В качестве граничного условия у дна бассейна было принято условие непротекания:

$$\left. \frac{\partial C}{\partial z} \right|_{z=H} = 0.$$

При решении этой задачи текущие значения z и $D(T)$ были взяты из решения предыдущей задачи о распределении температуры.

Сравнение теоретических профилей вертикального распределения температуры и концентрации кислорода с данными эксперимента приведено на рис. 1 и 2. Видно, что математическая модель вполне удовлетворительно описывает результаты эксперимента. Таким образом, справедливость выражения (4) для коэффициента турбулентного обмена подтверждается экспериментальными данными для значений числа Грассгофа около 10^9 .

Полученная модель может быть применена при прогнозировании термического и кислородного режима пресных водоемов в период осеннего выхолаживания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Алексеев В. В. и др. В кн.: Человек и биосфера. М.: Изд-во МГУ, 1980, вып. 4, с. 3—163. [2] Алексеев В. В., Александров А. А. Водные ресурсы, 1974, № 4, с. 146. [3] Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию
15.03.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 539.12

ПРОСТЕЙШИЕ ГИПЕРЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ С $A \leq 5$ И ΔN -ПОТЕНЦИАЛ

Н. Н. Колесников, В. И. Тарасов

(кафедра квантовой теории)

Теоретический анализ легчайших гиперядерных систем проводился в целом ряде работ [1—10], наиболее же обстоятельно проблема рассматривалась Херндоном, Тангом и Далицем [11, 12], показавшими возможность согласованного описания энергий связи B_Δ основных состояний гиперядер ${}^3_\Delta\text{H}$, ${}^4_\Delta\text{H}$ и ${}^4_\Delta\text{He}$, а также сечений низкоэнергетического Δp -рассеяния на основе единого двухчастичного ΔN -потенциала простой формы (притягивающие юкавская или экспоненциальная ямы с жестким кором) при наличии спиновой зависимости. Кроме того, для объяснения характера угловой зависимости (F/B и P/E) Δp -рассеяния [13] потребовалось включить в потенциал члены майорановского типа, а для получения правильной разности энергий связи ${}^4_\Delta\text{He}$ и ${}^4_\Delta\text{H}$ — член, зависящий от проекции нуклонного изоспина. Однако выяснилось, что потенциалы Херндона—Танга приводят к за-

вышению $V_{\Lambda}({}_\Lambda^5\text{He})$ на 2,3 МэВ [12]*. Эту трудность не удавалось пока что устранить ни путем последовательного (т. е. согласованного с другими гиперядерными и ядерными данными) введения тензорных сил [14—17], ни при учете обменного характера ΛN -взаимодействия [18], ни при включении в рассмотрение многочастичных сил [12, 19, 20]; к сожалению, отсутствуют надежные оценки эффекта $\Sigma\Lambda$ -конверсии [4, 20—22].

Недавние измерения [23] энергий возбужденных состояний гиперядер ${}_\Lambda^4\text{H}$ и ${}_\Lambda^4\text{He}$ свидетельствуют о том, что в потенциалах Херндона—Танга, кроме того, занижена роль спиновых сил (энергии возбуждения в несколько раз превышают расчетные). Между тем эти измерения весьма существенны, так как дают возможность оценить положение спин-изоспиновой центроиды четырехчастичных гиперядер и, следовательно, получить сведения о роли как спиновой, так и бесспиновой составляющих ΛN -сил. Оценки на основе экспериментальных значений [23, 24] дают для спин-изоспиновой центроиды величину $B_{\Lambda}^c(A=4) \approx 1,41$ МэВ (см. [10]). В работах же [11, 12] $B_{\Lambda}^c(A=4)$ оказывалась (вследствие недооценки спиновых сил) завышенной примерно на 0,65 МэВ, что, в свою очередь, индуцирует повышение энергии связи ${}_\Lambda^5\text{He}$ на величину примерно 1,3 МэВ.

Весьма существенное значение для расчетов гиперядер имеет правильный выбор NN -потенциала, который прежде всего должен приводить к экспериментальным значениям размеров, а также энергий связи нуклонных остовов гиперядер. Между тем, использовавшийся в [11, 12] NN -потенциал [25] завышает по отношению к средним экспериментальным значениям размеры ядер с $A=3$ на $\sim 2\%$ и занижает на $\sim 7\%$ для ${}^4\text{He}$ (см. [26], а также [14]), что приводит к дополнительному завышению $V_{\Lambda}({}_\Lambda^5\text{He})$ примерно на 1,8 МэВ. Таким образом, общий эффект завышения $V_{\Lambda}({}_\Lambda^5\text{He})$ в [11, 12] за счет указанных выше причин уже составляет около 3,1 МэВ, что говорит о принципиальной возможности разрешения проблемы ${}_\Lambda^5\text{He}$. Кроме того, дополнительные резервы для согласования всей совокупности гиперядерных данных заключаются в вариации формы ΛN -потенциала [7, 27].

Для анализа экспериментальных данных по гиперядрам $1s$ -оболочки и низкоэнергетическому Λp -рассеянию выберем ΛN -потенциал простейшей структуры:

$$V_{\Lambda N}(R) = (1 + \lambda^c \tau_3) V_{\Lambda N}^c(R) + (1 + \lambda^s \tau_3) (\sigma_{\Lambda} \sigma_N) V_{\Lambda N}^s(R), \quad (1)$$

где $\sigma_{\Lambda, N}$ — спиновые, а τ — изоспиновые матрицы. Потенциал такой структуры дает удовлетворительное описание данных по четырехчастичным гиперядрам и сечениям низкоэнергетического Λp -рассеяния при выборе радиальной зависимости бесспиновой $V_{\Lambda N}^c$ и спиновой $V_{\Lambda N}^s$ составляющих $V_{\Lambda N}$ в виде (см. [10])

$$V_{\Lambda N}^{c,s}(R) = V_{1,2}^{c,s} \exp(-\mu_1 R^2) + V_2^{c,s} \exp(-\mu_2 R^2). \quad (2)$$

Значения подгоночных параметров $V_{1,2}^{c,s}$, $\mu_{1,2}$ и $\lambda^{c,s}$, входящих в формулы (1), (2), приведены для двенадцати вариантов ΛN -потенциала в табл. I работы [10].

* Недавние более точные расчеты [14] показали, что на самом деле завышение V_{Λ} еще более значительное ($\geq 2,9$ МэВ); кроме того, оказываются сильно завышенными и энергии более тяжелых гиперядер [15].

Для расчета энергий связи гиперядер использовалась вариационная процедура, описанная в [26], согласно которой радиальная часть ψ пробной функции строится в виде

$$\psi = P_s \sum_{i=1}^n c_i \exp \left(- \sum_{k>l=1}^A \alpha_{kl}^{(i)} R_{kl}^2 \right), \quad (3)$$

где c и α — вариационные параметры, R_{kl} — расстояние между k -й и l -й частицами ($k \neq l = 1, \dots, A$), а P_s — оператор, симметризирующий ψ по перестановкам нуклонов. В качестве усредненных по спиновым переменным NN -потенциалов использовались в случае $A=4,5$ потенциал B_I , а в случае $A=3$ — потенциал B_t работы [26]. Оба они приводят к экспериментальным значениям энергий связи, размеров и формфакторов нуклонных остовов гиперядер $1s$ -оболочки.

Ниже приведены результаты расчета энергий связи гипертретия для различных вариантов ΛN -потенциала работы [10].

Вариант $V_{\Lambda N}$ [10]	Ia	Ib	IIa	IIb	IIIa	IIIb	IV	V	VIa	VIb	VII
B_L , МэВ	0,46	0,20	0,45	0,17	0,45	0,11	0,57	0,53	0,26	0,12	0,31
B_{Λ}^0 , МэВ	0,53	0,30	0,56	0,29	0,60	0,18	0,85	0,80	0,37	0,18	0,39

Во второй строке даны нижние оценки B_L при $n=50$ в формуле (3), а в третьей — экстраполированные к случаю $n \rightarrow \infty$ значения B_{Λ}^0 . Типичная погрешность за счет процедуры экстраполяции варьируется в зависимости от варианта $V_{\Lambda N}$ в пределах от нескольких десятков до ста кэВ. Как видно из таблицы, лучшее согласие с экспериментом ($B_{\Lambda}^{\text{экс}} = 0,13 \pm 0,05$ МэВ) дают потенциалы типа b , спиновая часть которых содержит отталкивание на малых и притяжение на больших расстояниях (см. [10]). Это связано с тем, что в ${}^3_{\Lambda}H$ среднее значение $\langle V_{\Lambda N} \rangle = \langle V_{\Lambda N}^c - 2V_{\Lambda N}^0 \rangle$, благодаря чему $V_{\Lambda N}$ будет ослабляться за счет больших расстояний, дающих основной вклад в B_{Λ} (среднеквадратичное расстояние между Λ -частицей и нуклоном в ${}^3_{\Lambda}H$ варьируется в зависимости от варианта $V_{\Lambda N}$ от 5 до 7,5 Фм); для вариантов a имеет место обратная картина. Укажем типичные средние значения (соответствующие $n=50$): $\langle T \rangle = 17,5 - 22,5$ МэВ, $\langle V_{NN} \rangle = -(16,5 - 18,5)$ МэВ, $\langle V_{\Lambda N} \rangle = -(3,5 - 6,0)$ МэВ; уменьшение размеров дейтрона в поле Λ -частицы составляет $\sim 20\%$ для вариантов a и $11-13\%$ для вариантов b ΛN -потенциала.

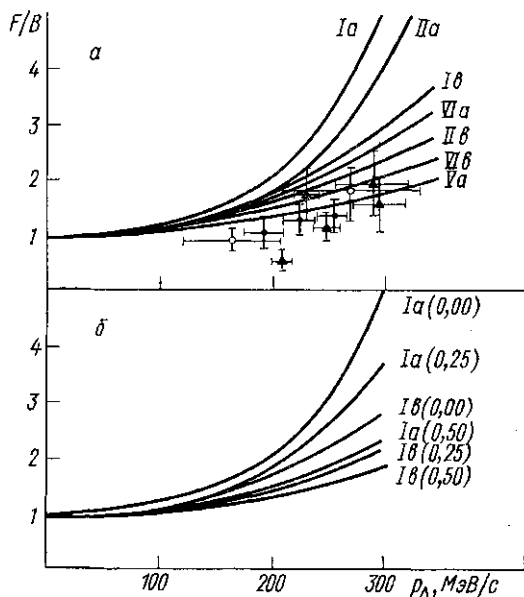
Расчеты энергии связи гиперядра ${}^5_{\Lambda}He$ привели для различных вариантов $V_{\Lambda N}$ к близким значениям нижних оценок B_L (около нуля для $n=50$), экстраполированные же значения B_{Λ}^0 оказались в пределах от 3 до 7 МэВ. К сожалению, ввиду больших неопределенностей за счет процедуры экстраполяции выбор наиболее оптимальных вариантов потенциала затруднителен. Решение этого вопроса требует проведения более точных расчетов с использованием большего числа членов (по крайней мере 100—150) в разложении (3) пробной функции. Отметим характерные (при $n=50$) значения различных средних: $\langle T \rangle = 95 - 105$ МэВ, $\langle V_{NN} \rangle = -(105 - 115)$ МэВ, $\langle V_{\Lambda N} \rangle = -(20 -$

— 25) МэВ; присутствие Λ -частицы приводит к сжатию нуклонного остова в пределах 1,5%, радиус орбиты Λ -частицы составляет 1,3—1,5 Фм.

Несмотря на отмеченные выше неопределенности, приведенные результаты указывают на некоторое завышение энергий связи гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ по сравнению с экспериментальными значениями ($B_{\Lambda}({}^5_{\Lambda}\text{He}) = 3,12 \pm 0,02$ МэВ). Эти расхождения, однако, легко могут быть устранены путем ослабления бесспиновой части использованных ΛN -потенциалов (см. [10]). Так, если уменьшить $|V_2^0|$ на 10—15 МэВ (типичное завышение этой величины в [10]), то энергия связи гипертриплетия уменьшится в зависимости от варианта на 0,2—0,5 МэВ, а $B_{\Lambda}({}^5_{\Lambda}\text{He})$ понизится на 2—4 МэВ. В то же время, как отмечалось в [10], такая корректировка $V_{\Lambda N}$ может быть легко скомпенсирована соответствующим изменением спиновой части потенциала так, чтобы, не ухудшая точности описания возбужденных состояний ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, получить правильные значения сечений рассеяния неполяризованных Λ -частиц на протонах.

Как отмечалось в [10], все приведенные там ΛN -потенциалы эквивалентны в смысле описания сечений Λp -рассеяния. Однако эти потенциалы неэквивалентны при описании рассеяния в триплетном и синглетном состояниях порознь, а также угловых характеристик даже в низко-

Энергетическая зависимость параметра асимметрии F/B упругого рассеяния неполяризованных Λ -частиц на протонах (значения импульса Λ -частицы p_{Λ} даны в л. с.) для различных вариантов (указаны на рисунке) ΛN -потенциала работы [10] — а. То же, но при введении в ΛN -потенциал майорановской зависимости (1— $(x/2) + (x/2)P'_{\Lambda N}$); значения x указаны в скобках — б. Учен вклад s -, p -, d - и f -волн; экспериментальные данные взяты из работ [13]



энергетическом диапазоне. Так, например, длина рассеяния варьируется в зависимости от варианта потенциала в интервале от —2,2 до —5,3 Фм, а эффективный радиус — от 0,8 до 3,3 Фм в синглетном состоянии, в триплетном же — от —0,8 до —1,4 Фм и от 1,9 до 4,1 Фм соответственно. Результаты расчета энергетической зависимости параметра F/B углового распределения Λp -рассеяния приведены на рисунке. Поскольку экспериментальные отношения F/B близки к единице для всего изученного диапазона энергий, лучшее согласие, как и следовало ожидать, дают более короткодействующие потенциалы. Отметим, однако, что добиться хорошего согласия с экспериментом без ухудшения описания сечений и свойств легчайших гиперядер можно для любого варианта $V_{\Lambda N}$ посредством введения в потенциал майорановской компоненты с соответствующим весом (от 0 до 0,5) подобно тому, как это делалось в работах [11, 12]. Отметим, наконец, что в

силу малости эффектов, нарушающих зарядовую независимость $\Delta\Lambda$ -взаимодействия, все характеристики $\Delta\Lambda$ -рассеяния оказались близкими к полученным для Λp -рассеяния (типичные различия не превышают 10%).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Dalitz R. H., Downs B. W. Phys. Rev., 1958, 110, p. 958; 1958, 111, p. 967. [2] Кольчужин А. М., Колесников Н. Н. Изв. вузов. Сер. Физика, 1963, № 4, с. 19. [3] Dalitz R. H., von Hippel F. Phys. Lett., 1964, 10, p. 153. [4] Bodmer A. R. Phys. Rev., 1966, 141, p. 1387. [5] Downs B. W. Nuovo Cim., 1966, 43 A, p. 454. [6] Gibson B. F., Goldbey A., Weiss M. S. Phys. Rev., 1969, 181, p. 1486. [7] Колесников Н. Н., Чернов С. М. Ядерная физика, 1976, 23, с. 960. [8] Friar J. L., Gibson B. F. Phys. Rev., 1978, C18, p. 908. [9] DeLooff A. Phys. Rev., 1979, C20, p. 1528. [10] Колесников Н. Н., Тарасов В. И. Изв. вузов. Сер. Физика, 1982, № 5, с. 62. [11] Herndon R. C., Tang Y. C. Phys. Rev., 1967, 153, p. 1091; 1967, 159, p. 853; 1968, 165, p. 1093. [12] Dalitz R. H., Herndon R. C., Tang Y. C. Nucl. Phys., 1972, B 47, p. 109. [13] Alexander G. et al. Phys. Rev., 1968, 173, p. 1452; Sechi-Zorn B. et al. Phys. Rev., 1968, 175, p. 1735. [14] Shinmura S., Akaishi Y., Tanaka H. Progr. Theor. Phys., 1981, 65, p. 1290. [15] Dabrowski J., Hassan M. Y. M. Rep. «P», 1153/VIII, P 1. Inst. Badan. Jadr., 1970. [16] Schrijs R., Darley H. M. Phys. Lett., 1969, 29 B, p. 291. [17] Bando H., Shimodaya I. Progr. Theor. Phys., 1980, 63, p. 1812. [18] Schimert T. et al. Nucl. Phys., 1980, A 343, p. 429. [19] Loseau B. A. Nucl. Phys., 1969, B 9, p. 169. [20] Далиц Р. Г. В кн.: Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра. М.: Наука, 1979, с. 355. [21] Bodmer A. R., Rote D. M. Nucl. Phys., 1971, A 169, p. 1. [22] Dabrowski J. Phys. Lett., 1973, 47 B, p. 306. [23] Bedjidian M. et al. Phys. Lett., 1979, 83 B, p. 252. [24] Pniewski J., Zieminska D. Nukleonika, 1978, 23, p. 797. [25] Tang Y. C., Herndon R. C. Phys. Lett., 1965, 18, p. 42. [26] Колесников Н. Н., Тарасов В. И. Ядерная физика, 1982, 35, с. 619. [27] Колесников Н. Н., Крохин Н. В., Копылов В. А., Тарасов В. И. Док. ВИНТИ, № 310—79.

Поступила в редакцию
22.03.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 621.315.592

О ПРОВОДИМОСТИ ОГРАНИЧЕННЫХ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ

И. П. Звягин

(кафедра физики полупроводников)

Вывод масштабной теории локализации [1] о том, что в двумерных системах все состояния локализованы, привел к необходимости пересмотра представлений о пороге подвижности в таких системах; эти представления были положены в основу интерпретации экспериментов по измерению температурной зависимости проводимости вдоль границ раздела окисел — полупроводник [2, 3]. Указания на существование порогов, отделяющих локализованные состояния от делокализованных, получались и в некоторых численных расчетах [4]. Для объяснения этих результатов в работе [5] было предположено, что порог подвижности отвечает энергии, при которой локализация становится не экспоненциальной, а степенной. Это предположение, однако, не является обязательным. Ниже, исходя из масштабной теории локализации, мы покажем, что даже при отсутствии пороговой энергии, при которой изменялся бы характер локализации в бесконечной системе, температурная зависимость проводимости двумерной системы конечной длины L может иметь такой же вид, как если бы существовал порог локализации.