сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-85-759

Н.А.Бонч-Осмоловская, М.А.Долгополов*,
И.В.Копытин*, В.А.Морозов

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ ℓ-ЗАПРЕЩЕННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Теория

* Воронежский государственный университет

1985

ВВЕДЕНИЕ

Из экспериментальных данных по γ-переходам в сферических ядрах известна большая группа заторможенных электромагнитных переходов мультипольности M1, для которых $\Delta I = 1$; $\pi_i \pi_f = +1$, но приведенная вероятность B(M1) на 1-3 порядка меньше соответствующей вероятности обычных γ(M1)-переходов /см.обзоры [1-3]/. Переходы такого типа получили название ℓ-запрещенных, поскольку для них оказывается $\Delta \ell = 2$ при анализе на основе одночастичной модели ядра, причем в этой модели они строго запрещены. Изучение ℓ-запрещенных переходов привлекает большой интерес экспериментаторов и теоретиков [1-17], связанный как с выявлением физических факторов, ответственных за снятие запрета, так и с получением информации об эффективном межнуклонном взаимодействии в ядре.

В настоящей работе мы преследуем две цели. Во-первых, дальнейшее развитие теории, позволяющей в одноквазичастичном приближении без использования подгоночных параметров рассчитывать вероятности ℓ-запрещенных γ(M1)- переходов с учетом спинового, изоспинового, спин-орбитального и однопионного обменного взаимодействия квазичастиц; и, во-вторых, проведение систематики имеющихся экспериментальных данных по ℓ-запрещенным M1-переходам типа $2d_{3/2} \leftrightarrows 3s_{1/2}$ и $1g_{7/2} \leftrightarrows 2d_{5/2}$ /область ядер с $90 \le A \le 150$/, на материале которой мы, в частности, проверяем точность наших расчетов по широкому кругу ядер.

Как было впервые показано в работе [4], ответственным за снятие ℓ-запрета является остаточное взаимодействие нуклонов в ядре. В этой работе межнуклонное взаимодействие учитывалось в расчетах в первом порядке теории возмущений. Известно, однако, что величину остаточного взаимодействия нельзя считать малой [18]. Поэтому использование в количественных расчетах теории возмущений, а тем более ее первого порядка, не является оправданным, вследствие чего результаты работы [4] следует рассматривать лишь как качественные.

Все последующие теоретические работы, посвященные данной проблеме, можно условно разделить на две группы. К одной из них отнесем работы, в которых выбор того или иного вида остаточного взаимодействия используется для уточнения структуры волновых функций начального и конечного состояния ядра при неизменном операторе M1-перехода [5-9]. Как правило, эти расчеты также выполняются с использованием теории возмущений. В ряде случаев такой подход позволил получить удовлетворительное согласие теоретических значений B(M1) с экспериментальными [8,9].

Однако ценность указанного способа расчетов снижается из-за того, что вследствие использования теории возмущений параметры, характеризующие остаточное взаимодействие, как правило, не универсальны, и их приходится варьировать иногда даже при рассмотрении соседних изотопов.

Работы второй группы [10-17] основываются на теории конечных ферми-систем /ТКФС/ [18] с универсальными константами взаимодействия квазичастиц и не используют теорию возмущений. В этом подходе главный эффект от учета спинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц, в основном, проявляется в изменении вида оператора М1-перехода, а именно, в появлении дополнительного члена, снимающего ℓ-запрет [9].

Наиболее подробный анализ ℓ-запрещенных М1-переходов в рамках ТКФС был проведен в работе [11], где, в общем, было получено удовлетворительное согласие теоретических расчетов с экспериментом, за исключением области вблизи ^{208}Pb. Однако в этих расчетах не принимались во внимание двухчастичные спин-орбитальное и однопионное обменное взаимодействия квазичастиц, существенная роль которых в перенормировке оператора γ(М1)-перехода была выяснена в последующих работах [12-14,17]. В то же время следует отметить, что ни в одной из вышеперечисленных работ не учитывались одновременно оба указанных типа взаимодействия, а сами расчеты проводились лишь для изотопов в районе ^{208}Pb. Кроме того, использованная в работах [12,13,17] схема решения уравнений ТКФС в координатном представлении, позволяющая учесть вклад непрерывного спектра с спиновую поляризацию остова, неприменима в области ядер, где необходим учет спаривания.

В настоящей работе в основу расчетной схемы положен метод ТКФС. Уравнения для эффективного поля решаются в координатном представлении, что позволяет при расчете вклада спиновой поляризации остова учесть виртуальные переходы квазичастиц в состояния непрерывного спектра. При этом сами уравнения были трансформированы таким образом, чтобы без существенной потери преимуществ, которые дает их решение в координатном представлении, принять во внимание спаривание квазичастиц в незаполненной оболочке. Именно последнее обстоятельство позволяет с достаточной надежностью использовать предлагаемую схему в той области ядер, где спаривание существенно. В рамках предлагаемой теории проведены расчеты приведенных вероятностей B(M1)ℓ-запрещенных γ-переходов. Поскольку γ(М1)часто сопровождаются γ(E2)-переходами, проведена также систематика экспериментальных данных по приведенным вероятностям B(E2)и в отдельных случаях выполнены соответствующие теоретические расчеты на основе известной схемы ТКФС [18].

1. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ℓ-ЗАПРЕЩЕННОГО γ(M1)-ПЕРЕХОДА

Согласно ТКФС [18] под действием внешнего поля V_0 из-за остаточного взаимодействия нуклонов в ядре возникает эффективное поле V, определяемое интегральным уравнением, которое мы приведем в символическом виде:

$$V = e_q V_0 + \mathfrak{F} A_s V . \qquad /1.1/$$

Здесь $\mathfrak{F}$ - неприводимая в канале частица-дырка амплитуда взаимодействия квазичастиц, A_s - частично-дырочный пропагатор, e_q - заряд квазичастицы по отношению к данному типу поля.

В случае магнитно-дипольного γ-перехода внешнее поле $e_q V_0$ можно представить следующим образом [14] /в единицах ядерного магнетона $\mu_N = e\hbar/2mc$, где m- масса нуклона/:

$$e_q V_0 = \tilde{g}_s \vec{s} + g_\ell \vec{\ell} = \sqrt{4\pi}\,[\tfrac{1}{2}(\tilde{g}_s - g_\ell)\, T^{\mu}_{10}(\vec{\sigma}) + g_\ell T^{\mu}_{10}(\vec{j})] . \qquad /1.2/$$

Здесь $T^{\mu}_{KL}(\vec{a})$ - сферический тензорный оператор:

$$T^{\mu}_{KL}(\vec{a}) = \sum_{v} C^{k\mu}_{1vL\mu-v}\, a_v Y_{L\mu-v} . \qquad /1.3/$$

$$\tilde{g}^{(p)}_s = g^{(p)}_s (1-\zeta_s) + g^{(n)}_s \zeta_s , \quad \tilde{g}^{(n)}_s = g^{(n)}_s (1-\zeta_s) + (g^{(p)}_s - 1)\zeta_s . \qquad /1.4/$$

g_s и g_ℓ - соответственно спиновое и орбитальное гиромагнитные отношения нуклонов /для нейтрона $g^{(n)}_s = -3,82$, $g^{(n)}_\ell = 0$; для протона $g^{(p)}_s = 5,58$, $g^{(p)}_\ell = 1$; ζ_s - константа ТКФС, определяющая перенормировку локальной спин-изоспиновой вершины. В формуле /1.2/ принято во внимание, что орбитальный локальный заряд квазичастицы близок к единице [18] ($g_\ell = e_q g_\ell = g_\ell$).

В численных расчетах магнитных свойств ядер, в том числе и вероятностей ℓ-запрещенных М1-переходов, проведенных в работах [11,15,16,19,20] / $e_q V_0$ бралось в виде /1.2/, амплитуда $\mathfrak{F}$ определялась нулевым членом разложения как по углу между входными импульсами взаимодействующих квазичастиц, так и по передаваемому импульсу $\vec{k}$ и имела вид

$$\mathfrak{F} = C_0 (g_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + g_0' \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) . \qquad /1.5/$$

Здесь g_0 и g_0' - феноменологические константы спинового и спин-изоспинового взаимодействия, C_0 - обезразмеривающий множитель. Из этих расчетов были найдены универсальные значения констант g_0 и g_0', позволяющие удовлетворительно описать эксперимент по магнитным моментам и вероятностям незаторможенных М1-переходов для ядер в широкой области массовых A и зарядовых Z чисел.

Одновременно выяснилось, что использование найденных констант при расчете приведенной вероятности $B(M1)$ ℓ-запрещенных γ-переходов приводит в некоторых случаях к значительному расхождению с экспериментом /до двух порядков/. Этот факт стимулировал выяснение роли членов более высоких порядков в разложении амплитуды $\mathcal{F}$ по переданному импульсу $\vec{k}$.

Одним из таких членов является двухчастное спин-орбительное взаимодействие $\mathcal{F}^{(\ell s)}$:

$$\mathcal{F}^{(\ell s)} = C_1 (\kappa + \kappa' \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)[\vec{p}_{12}, \vec{k}](\vec{s}_1 + \vec{s}_2). \qquad /1.6/$$

где κ, κ' - константы, $\vec{p}_{12} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$, $\vec{p}_i$ - оператор импульса нуклона, C_1 - обезразмеривающий множитель.

В работе [21] было показано, что при действии на ядро электромагнитного поля из-за спин-орбитального взаимодействия квазичастиц $\mathcal{F}^{(\ell s)}$ меняется двухчастичный электромагнитный ток и, как следствие, в самосогласованном поле появляется дополнительный член, а в операторе магнитного момента - дополнительное слагаемое с другой угловой зависимостью.

Аналогичным образом будет меняться и оператор $\gamma(M1)$-перехода [12–14]:

$$e_q V_0 \to e_q V_0^{(\ell s)} = e_q V_0 + \Delta V^{(\ell s)} = \sqrt{4\pi}\{v_0^{(0)}(r)\, T^{\mu}_{10}(\vec{\sigma}) + v_0^{(2)}(r)\, T^{\mu}_{12}(\vec{\sigma}) + g_\ell T^{\mu}_{10}(\vec{j})\}. \qquad /1.7/$$

Здесь*

$$v_0^{(0)}(r) = \frac{1}{2} g_s^{(n)} - 2C_1 m(\kappa - \kappa')\frac{Z}{A}[\rho(r) + \frac{2}{3} r \frac{\partial \rho}{\partial r}], \qquad /1.8/$$

$$v_0^{(2)}(r) = -\frac{\sqrt{2}}{3} C_1 m(\kappa - \kappa')\frac{N}{A} r \frac{\partial \rho}{\partial r} \qquad /1.9/$$

в случае γ-перехода нечетного нейтрона, и

$$v_0^{(0)}(r) = \frac{1}{2}(g_s^{(p)} - 1) - 2C_1 m[(\kappa + \kappa')\frac{Z}{A}\rho(r) - \frac{2}{3}(\kappa - \kappa')\frac{N}{A} r \frac{\partial \rho}{\partial r}], \qquad /1.10/$$

$$v_0^{(2)}(r) = -\frac{\sqrt{2}}{3} C_1 m(\kappa - \kappa')\frac{N}{A} r \frac{\partial \rho}{\partial r} \qquad /1.11/$$

для случая протонного γ-перехода; $\rho(r)$ - ядерная плотность.

Как видно из формулы /1.7/, в результате действия спин-орбитальных сил в операторе, вызывающем M1-переход, появился член с тензором $T_{12}(\vec{\sigma})$, снимающий ℓ-запрет.

* Используется система единиц $\hbar = m_e = c = 1$.

Отметим, что после замены $e_q V_0$ на $e_q V_0^{(\ell s)}$ в уравнении /1.1/ решение этого уравнения слабо зависит от того, включен ли далее спин-орбитальный член в амплитуду взаимодействия квазичастиц $\mathcal{F}$ или нет - величина $B(M1)$ меняется в пределах 5%, что согласуется с результатами работ [12–13]. Это обстоятельство позволяет в дальнейшем учесть вклад $\mathcal{F}^{(\ell s)}$, сделав лишь замену $e_q V_0$ на $e_q V_0^{(\ell s)}$ в уравнении /1.1/.

Еще одним возможным каналом увеличения теоретического значения $B(M1)$ ℓ-запрещенных переходов, который не рассматривался в работах [12–14], является учет влияния однопионного обмена в амплитуде взаимодействия квазичастиц $\mathcal{F}$ /соответствующий член разложения пропорционален k^2/. Расчеты, проведенные в работе [17] для ℓ-запрещенных переходов в области ^{208}Pb, показали, что включение однопионного обмена значительно изменяет величину $B(M1)$, но, однако, при этом авторы использовали в качестве "затравочного" поля $e_q V_0$ /формула /1.2//, т.е. не принимали во внимание изменение оператора перехода из-за двухчастичного спин-орбитального взаимодействия. Поэтому в наших расчетах определим амплитуду взаимодействия в виде /спин-орбитальное взаимодействие $\mathcal{F}^{(\ell s)}$ учитывается заменой $e_q V_0$ на $e_q V_0^{(\ell s)}$/:

$$\mathcal{F} = C_0 (g_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + g_0' \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 + \mathcal{F}_\pi); \qquad /1.12/$$

$\mathcal{F}_\pi$ - неприводимая амплитуда однопионного обменного взаимодействия [18,22]:

$$\mathcal{F}_\pi = -1{,}38(1 - 2\zeta_s)^2\, \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k}\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k}\, \gamma_\pi(k^2)\, \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2;$$

$$\gamma_\pi(k^2) = [m_\pi^2 + k^2 - \frac{0{,}9(1-a)k^2}{1 + 0{,}23 k^2/m_\pi^2}]^{-1}. \qquad /1.13/$$

Здесь a - константа ТКФС, определяющая отличие амплитуды $\pi N\Delta$-взаимодействия от пустотной, m_π и k - соответственно масса и импульс пиона.

При построении частично-дырочного пропагатора $A_s(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega)$ в системе с парной корреляцией учтем, что наиболее существенный вклад эффект спаривания вносит в виртуальные частично-дырочные возбуждения вблизи ферми-поверхности. Данное обстоятельство позволяет представить пропагатор A_s в виде

$$A_s(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega) = A_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega) - A_0'(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega) + L_s'(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega). \qquad /1.14/$$

Здесь $A_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega)$ - частично-дырочный пропагатор задачи без учета спаривания:

$$A_0(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)=\sum_{\lambda} n_\lambda \phi_\lambda(\vec{r}_1)\phi^*_\lambda(\vec{r}_2)[G(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\epsilon_\lambda+\omega)+G(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\epsilon_\lambda-\omega)], \qquad /1.15/$$

метод построения которого в координатном представлении был развит в работе [23]. $G(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\epsilon)$ - функция Грина одночастичного уравнения Шредингера, $\lambda=(n,\ell,j,\tau,m_j)=(\nu,m_j)$; ϵ_λ и ϕ_λ - одночастичные энергии и соответствующие волновые функции, n_λ - числа заполнения, ω - энергия одночастичного перехода. $A_0'(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)$ определим как часть полного пропагатора A_0, включающую суммирование только по состояниям частично заполненной оболочки:

$$A_0(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)=\sum_{\lambda\lambda'}{}' \frac{n_\lambda-n_{\lambda'}}{\epsilon_\lambda-\epsilon_{\lambda'}-\omega}\phi_\lambda(\vec{r}_1)\phi^*_\lambda(\vec{r}_2)\phi^*_{\lambda'}(\vec{r}_1)\phi_{\lambda'}(\vec{r}_2), \qquad /1.16/$$

а $L_s'(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)$ - как пропагатор, построенный с помощью функций Грина системы со спариванием и также включающий суммирование только по состояниям частично заполненной оболочки:

$$L_s'(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)=-\sum_{\lambda\lambda'}{}' \frac{\eta^{(-)}_{\lambda\lambda'}(E_{\lambda\lambda'}\eta^{(-)}_{\lambda\lambda'}+\omega\eta^{(+)}_{\lambda\lambda'})}{E^2_{\lambda\lambda'}-\omega^2}\times \qquad /1.17/$$

$$\times\phi_\lambda(\vec{r}_1)\phi^*_\lambda(\vec{r}_2)\phi^*_{\lambda'}(\vec{r}_1)\phi_{\lambda'}(\vec{r}_2),$$

где $E_{\lambda\lambda'}=E_\lambda+E_{\lambda'}$, $E_\lambda=(\tilde{\epsilon}_\lambda^2+\Delta_\lambda^2)^{1/2}$; $\tilde{\epsilon}_\lambda$ - одночастичные энергии, отсчитанные от соответствующего химического потенциала, Δ_λ - энергетическая щель:

$$\eta^{(\pm)}_{\lambda\lambda'}=u_\lambda v_{\lambda'}\pm u_{\lambda'}v_\lambda;\quad u_\lambda=[\frac{1}{2}(1+\frac{\tilde{\epsilon}_\lambda}{E_\lambda})]^{1/2};\quad v_\lambda=[\frac{1}{2}(1+\frac{\tilde{\epsilon}_\lambda}{E_\lambda})]^{1/2}. \qquad /1.18/$$

Основным достоинством применяемого нами метода построения пропагатора A_s является возможность в задаче со спариванием полностью учесть вклад непрерывного спектра при расчете ядерной поляризуемости, поскольку схема расчета A_0 остается неизменной. Вычисление же A_0' и L' не представляет серьезных затруднений, так как правила отбора ограничивают суммирование в формулах /1.16/ и /1.17/ небольшим числом дискретных состояний частично заполненной оболочки. Расширение области суммирования в /1.16/ и /1.17/ на оболочки, соседние с частично заполненной, слабо влияет на поведение A_s и изменяет величину приведенной вероятности ℓ-запрещенного M1-перехода не более, чем на 2-3%.

Итак, в предлагаемой нами схеме расчета приведенной вероятности B(M1) ℓ-запрещенных γ-переходов мы решаем уравнение /1.1/ с $e_q V_0$ в виде/1.7//тем самым учитывается главный эффект от двухчастичного спин-орбитального взаимодействия/, с амплитудой взаимодействия $\mathcal{F}$ в виде /1.12/ и частично-дырочным пропагатором A_s в виде /1.14/. Чтобы отделить угловые переменные в уравнении /1.1/ и получить уравнение для радиальной зависимости эффективного поля, разложим амплитуду взаимодействия $\mathcal{F}$ и эффективное поле V по сферическим тензорам $T^\mu_{kL}(\vec{\sigma})$:

$$\mathcal{F}(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\sum_{kL_1L_2\mu}\mathcal{F}^{(k)}_{L_1L_2}(\vec{r}_1,\vec{r}_2)[T^\mu_{kL_1}(\vec{\sigma})]^+\,T^\mu_{kL_2}(\vec{\sigma}), \qquad /1,19/$$

$$V(\vec{r})=\sqrt{4\pi}\{\sum_{L=0}^{2}v^{(L)}(r)\,T^\mu_{1L}(\vec{\sigma})+g_\ell T^\mu_{10}(\vec{j})\}. \qquad /1.20/$$

В последнем выражении использован тот факт, что оператор $\vec{j}$ не имеет недиагональных матричных элементов и, следовательно, не вносит вклада в ядерную поляризуемость [18]. Тогда после интегрирования по угловым переменным и суммирования по магнитным квантовым числам в уравнении /1.1/ получим следующую систему уравнений для определения $v^{(L)}(r)$:

$$v^{(L)}(r)=v^{(L)}_0(r)+\int_0^\infty r_1^2dr_1\int_0^\infty r_2^2dr_2\sum_{L_1L_2}\mathcal{F}^{(1)}_{LL_1}(r,r_1)A^{(1)}_{L_1L_2}(r_1,r_2;\omega)\,v^{(L_2)}(r_2); \qquad /1.21/$$

$$v^{(1)}(r)=0.$$

Здесь каждый из индексов L, L_1 и L_2 принимает значение 0 и 2, $v^{(0)}_0$ и $v^{(2)}_0$ определяются формулами /1.8/ и /1.9/ для нейтронного и формулами /1.10/ и /1.11/ - для протонного переходов. Вид функций $\mathcal{F}^{(k)}_{L_1L_2}(r_1,r_2)$, включающий однопионную компоненту $\mathcal{F}_\pi$, показан в работе [22].

$$A^{(1)}_{L_1L_2}(r_1,r_2;\omega)=\frac{1}{3}\sum_{\ell j\ell'j'}\langle\ell j\|T_{1L_1}(\vec{\sigma})\|\ell'j'\rangle\langle\ell j\|T_{1L_2}(\vec{\sigma})\|\ell'j'\rangle\times$$

$$\times\{\sum_n n_\nu R_\nu(r_1)R_\nu(r_2)G^{(\tau)}_{\ell'j'}(r_1,r_2;\epsilon_\nu-\omega)+$$

$$+\sum_{n'}n_{\nu'}R_{\nu'}(r_1)R_{\nu'}(r_2)G^{(\tau)}_{\ell j}(r_1,r_2;\epsilon_{\nu'}+\omega)-$$

$$-\sum_{nn'}{}' R_\nu(r_1)R_\nu(r_2)R_{\nu'}(r_1)R_{\nu'}(r_2)[\frac{n_\nu-n_{\nu'}}{\epsilon_\nu-\epsilon_{\nu'}-\omega}+ \qquad /1.22/$$

$$+\frac{\eta^{(-)}_{\nu\nu'}(E_{\nu\nu'}\eta^{(-)}_{\nu\nu'}+\omega\eta^{(+)}_{\nu\nu'})}{E^2_{\nu\nu'}-\omega^2}]\}.$$

Приведенный матричный элемент $\langle \ell_i \| T_{1L}(\vec{\sigma}) \| \ell' i' \rangle$ имеет вид

$$\langle \ell i \| T_{1L}(\sigma) \| \ell' j' \rangle = (-1)^{\ell}\, 3[(2\ell+1)(2j+1)(2\ell'+1)(2j'+1)(2L+1)/2\pi]^{1/2} \times$$
$$\times \begin{pmatrix} \ell & \ell' & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ i & 1 & j' \\ \ell & L & \ell' \end{Bmatrix} . \qquad /1.23/$$

$R_\nu(r)$ – радиальные волновые функции, $G^{(r)}_{\ell j}(r_1, r_2; \epsilon)$ – функции Грина одномерного уравнения Шредингера, которые выражаются стандартным образом через два его независимых решения [23]. $n_\nu = k_\nu/(2j+1)$, k_ν – число частиц с энергией ϵ_ν.

Матричный элемент для ℓ-запрещенного γ(M1)-перехода $\nu_i - \nu_f$ определяется следующим образом:

$$M_{\nu_i \nu_f}(M1) = \sqrt{4\pi}\langle \nu_f \| v^{(2)}(r)\, T_{12}(\vec{\sigma}) \| \nu_i \rangle\, \xi^{(-)}_{\nu_i \nu_f} . \qquad /1.24/$$

Здесь $\xi^{(-)}_{\nu_1\nu_2} = u_{\nu_1}u_{\nu_2} + v_{\nu_1}v_{\nu_2}$.

2. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛЯ γ/E2/-ПЕРЕХОДА

Рассмотрим одноквазичастичные γ-переходы мультипольности E2. В энергетическом представлении соответствующие уравнения ТКФС для ядер, удаленных от магических, являются системой уравнений для эффективного поля V и изменения энергетической щели d. Наиболее простой вид они принимают, если представить V и d в виде суммы соответствующих $\hat{t}$-четных и $\hat{t}$-нечетных операторов / $\hat{t}$ – оператор обращения времени/. В этом случае система уравнений имеет следующий вид [18,24]:

$$V^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2}(\omega) = e_q \overset{\circ}{V}{}^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2} + \sum_{\lambda_1'\lambda_2'} \mathcal{F}^{\omega}_{\lambda_1\lambda_2', \lambda_1'\lambda_2}\, \eta^{(\pm)}_{\lambda_1'\lambda_2'} Z^{(\pm)}_{\lambda_1'\lambda_2'}(\omega) , \qquad /2.1/$$

$$d^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2}(\omega) = \mp \sum_{\lambda_1'\lambda_2'} \mathcal{F}^{\xi}_{\lambda_1\lambda_2, \lambda_1'\lambda_2'}\, \xi^{(\pm)}_{\lambda_1'\lambda_2'} Z^{(\pm)}_{\lambda_1'\lambda_2'}(\omega) . \qquad /2.2/$$

Эффективный заряд квазичастицы в данном случае равен

$e_q^{(p)} = e(1 - f_1^{np}/3m^*)$, $e_q^{(n)} = e f_1^{np}/3m^*$; f_1^{np} – константа ТКФС, m^* – эффективная масса нуклона, e – заряд протона. $\xi^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2} = u_{\lambda_1}u_{\lambda_2} \pm v_{\lambda_1}v_{\lambda_2}$, а $\eta^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2}$ определены формулами /1.18/. Знак +/-/ относится к $\hat{t}$-четным /нечетным/ операторам. Величина $Z_{\lambda_1\lambda_2}$ является матрицей плотности перехода и удовлетворяет уравнению

$$E_{\lambda_1\lambda_2} Z^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2}(\omega) + \sum_{\lambda_1'\lambda_2} \left(\eta^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2}\eta^{(\pm)}_{\lambda_1'\lambda_2'} \mathcal{F}^{\omega}_{\lambda_1\lambda_2', \lambda_1'\lambda_2} + \right.$$
$$\left. + \xi^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2}\xi^{(\pm)}_{\lambda_1'\lambda_2'} \mathcal{F}^{\xi}_{\lambda_1\lambda_2, \lambda_1'\lambda_2'}\right) Z^{(\pm)}_{\lambda_1'\lambda_2'}(\omega) - \omega Z^{(\mp)}_{\lambda_1\lambda_2}(\omega) = -\eta^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2}\, e_q \overset{\circ}{V}{}^{(\pm)}_{\lambda_1\lambda_2} ; \qquad /2.3/$$

$\mathcal{F}^{\omega}$ и $\mathcal{F}^{\xi}$ – амплитуды взаимодействия квазичастиц в канале частица-дырка и частица-частица соответственно, которые параметризованы следующим образом:

$$\mathcal{F}^{\omega} = C_0 (f_0 + f_0' \vec{\tau}\cdot\vec{\tau}') ; \qquad \mathcal{F}^{\xi} = C_0 f^{\xi} ;$$

f_0, f_0', f^{ξ} – параметры ТКФС.

"Затравочное" поле V для E2-переходов является $\hat{t}$-четным и имеет вид

$$\overset{\circ}{V}{}^{(+)}(\vec{r}) = r^2 Y_{2\mu}(\theta, \phi) , \qquad \overset{\circ}{V}{}^{(-)}(\vec{r}) = 0 . \qquad /2.4/$$

Как видно из уравнения /2.3/, взаимовлияние $\hat{t}$-четных и $\hat{t}$-нечетных вершин осуществляется благодаря члену, пропорциональному ω. Если рассматривать переходы, для которых ω не превышает 1 МэВ и дополнительно учесть, что в уравнении для t-нечетной компоненты свободный член равен нулю, то, как результат, $Z^{(-)} \ll Z^{(+)}$, что позволяет положить $Z^{(-)} = 0$. В этом приближении, оставляя в уравнении /2.3/ только t-четные компоненты и отделяя угловые переменные, получим

$$Z^{(+)}_{\nu_1\nu_2} + \sum_{\nu_1'\nu_2'} \left(\eta^{(+)}_{\nu_1\nu_2}\eta^{(+)}_{\nu_1'\nu_2'} \mathcal{F}^{\omega}_{\nu_1\nu_2', \nu_1'\nu_2} + \right.$$
$$\left. + \xi^{(+)}_{\nu_1\nu_2}\xi^{(+)}_{\nu_1'\nu_2'} \mathcal{F}^{\xi}_{\nu_1\nu_2, \nu_1'\nu_2'}\right) Z^{(+)}_{\nu_1'\nu_2'} (G_{\nu_1'\nu_2'})^2 = -e_q (r^2)_{\nu_1\nu_2}\, \eta^{(+)}_{\nu_1\nu_2} , \qquad /2.5/$$

где

$$\mathcal{F}^{\omega}_{\nu_1\nu_2', \nu_1'\nu_2} = C_0 \int_0^\infty R_{\nu_1}(r) R_{\nu_2'}(r) (f_0(r) + f_0'(r)\vec{\tau}\cdot\vec{\tau}') R_{\nu_2}(r) R_{\nu_2'}(r)\, r^2 dr ;$$

$$\mathcal{F}_{\nu_1\nu_2, \nu_1'\nu_2'} = C_0 f^{\xi} \int_0^\infty R_{\nu_1}(r) R_{\nu_2}(r) R_{\nu_1'}(r) R_{\nu_2'}(r)\, r^2 dr ; \qquad /2.6/$$

$$G_{\nu_1\nu_2} = \langle \nu_2 \| \mathbf{Y}_2 \| \nu_1 \rangle .$$

В выражении /2.6/ учтено, что амплитуды взаимодействия f_0 и f_0' имеют координатную зависимость следующего вида [18]:

$$f(r) = f^{(ex)} + (f^{(in)} - f^{(ex)})\,\rho(r)/\rho(0). \qquad /2.7/$$

Матричный элемент для $\gamma(E2)$-перехода $\nu_i \to \nu_f$ определяется следующим образом:

$$M_{\nu_i \nu_f}(E2) = \sqrt{4\pi}\,(V^{(+)}_{\nu_i \nu_f}\,\xi^{(+)}_{\nu_i \nu_f} + d^{(+)}_{\nu_i \nu_f}\,\eta^{(+)}_{\nu_i \nu_f}) < \nu_f \| Y_2 \| \nu_i > . \qquad /2.8/$$

3. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Приведенные вероятности γ-переходов можно рассчитать по следующей формуле /$\sigma L = M1$ или $E2$/:

$$B(\sigma L) = (2i_i + 1)^{-1} |M_{\nu_i \nu_f}(\sigma L)|^2 . \qquad /3.1/$$

Здесь приведенный матричный элемент определен формулой /1.24/ для перехода M1-типа и формулой /2.8/ для γ-переходов E2-типа.

Уравнение /1.21/ решалось в координатном представлении. Одночастичные энергии, волновые функции Грина рассчитывались для потенциала Саксона-Вудса с включением спин-орбитального и кулоновского /для протона/ члена с параметрами, взятыми из работы /25/.

В уравнении /2.5/ и формулах /2.1/-/2.2/ суммирование проводилось по всем состояниям λ, λ' дискретного и квазидискретного спектра в области 15 МэВ выше и ниже уровня Ферми.

Ядерная плотность $\rho(r)$ /формулы /1.8/-/1.11/ бралась в виде: $\rho(r) = \rho_0 (1 + e^{\frac{r-R}{a}})^{-1}$, ρ_0 $\rho_0 = 9.6 \cdot 10^{8}$ /=0,17 фм$^{-3}$/, $R = 3.1 \cdot 10^{-3}\ A^{1/3}$, $a = 1.51 \cdot 10^{-3}$.

Для констант, параметризующих амплитуду взаимодействия, использовались следующие значения /18/: $g_0 = 0{,}50$, $g'_0 = 1{,}00$, $f_0^{(in)} = 0{,}25$, $f_0^{\prime(in)} = 0{,}95$, $f_0^{(ex)} = -2{,}50$, $f_0^{\prime(ex)} = 0{,}95$, $C_0 = 1{,}03 \cdot 10^{-5}$ (= 300 МэВ·фм^3), $C_1 = 1{,}13 \cdot 10^{-10}$(= 488,5 МэВ·фм^5).

Значения констант спин-орбитального взаимодействия $\varkappa = 0{,}175$, $\varkappa' = -0{,}100$ брались из работы /26/, где было получено удовлетворительное описание ферми-поверхности в рассматриваемой нами области. Ввиду малости константы f_1^{np} /18/ эффективные заряды квазичастиц /см. формулы /2.1/, /2.5/ /полагались $e_q^{(p)} = e$, $e_q^{(n)} = 0$. При расчете химических потенциалов, величин $\xi^{(\pm)}_{\lambda\lambda'}$, $\eta^{(\pm)}_{\lambda\lambda'}$ /см. уравнения /1.17/, /2.5/ /зависимостью энергетической щели Δ_λ от состояния λ, как правило, пренебрегалось, и значения Δ брались из работы /27/. Исключение делалось лишь при расчете характеристик нейтронных γ-переходов в нуклидах с $67 \le N \le 81$.

Как известно из эксперимента, спин основного состояния таких нуклидов $I = 1/2^+$ или $3/2^+$, что с позиций одночастичной модели оболочек можно было бы объяснить тем, что нечетный нейтрон находится в состоянии $3s_{1/2}$ или $2d_{3/2}$ соответственно. Однако при числе нейтронов $N > 66$ состояние $3s_{1/2}$ должно быть полностью заполнено /в используемом нами потенциале его энергия меньше, чем энергия состояний $1h_{11/2}$ и $2d_{3/2}$ /, и возникают трудности с интерпретацией спина и четности основного состояния в указанной области значений N. Преодолеть эту трудность в одноквазичастичной схеме можно, используя то обстоятельство, что энергия спаривания нуклонов зависит от его состояния и, в частности, возрастает с увеличением момента j /28-30/. Вводя зависимость Δ от состояния λ, можно добиться, чтобы заполненность состояний $1h_{11/2}$ и $2d_{3/2}$ оказалась выше, чем для состояния $3s_{1/2}$, и это будет соответствовать реальной ситуации, когда нечетный нейтрон оказывается в состоянии $3s_{1/2}$. Экспериментальное изучение спектроскопических факторов ядер с $67 < N < 79$, как правило, подтверждает такого рода инверсию в заполненности уровней $3s_{1/2}$, $\Delta_{1h_{11/2}}$ $2d_{3/2}$ /см., например, /31/ /. Когда инверсии нет, замена Δ_λ на Δ в уравнениях для эффективного поля практически не влияет на результат /оценки дают изменения решения в пределах 5%/. В противном случае, однако, зависимость Δ_λ от состояния λ оказывается существенной, так как замена Δ_λ на Δ искажает ферми-поверхность, и это отражается на величине поляризационного члена в уравнениях /1.1/ и /2.5/. Учитывая вышесказанное, при рассмотрении нейтронных переходов во всех ядрах с $67 \le N \le 79$ использовали следующие значения Δ_λ /в МэВ/: $\Delta^n_{3s_{1/2}} = 0{,}2$; $\Delta^n_{2d_{3/2}} = 0{,}6$; $\Delta^n_{1h_{11/2}} = 1{,}5$, и для остальных состояний λ $\Delta_\lambda = \Delta$ /Δ бралось из работы /27/ /. Поскольку отмечается корреляция между значениями факторов запрета M1-переходов и величиной отклонения значений магнитных моментов рассматриваемых состояний от линии Шмидта, то дополнительным аргументом в пользу нашего выбора Δ_λ может служить удовлетворительное описание магнитных моментов указанных ядер /здесь также необходимо рассчитывать аналогичный поляризационный член/. В табл. 1 приведены в сравнении с экспериментальными данными значения магнитных моментов, рассчитанные в рамках той же схемы, что использовалась для расчета приведенной вероятности ℓ-запрещенных M1-переходов. Как видно из табл. 1, выбор указанной зависимости Δ_λ от состояния λ позволяет получить вполне удовлетворительное согласие с экспериментом. Результаты наших расчетов приведенных вероятностей ℓ-запрещенных M1-переходов и приведенных вероятностей E2-переходов в области ядер $90 \le A \le 150$ будут опубликованы в следующей работе.

Для иллюстрации вклада отдельных компонент амплитуды взаимодействия квазичастиц в перенормировку оператора M1-перехода

Таблица 1

Магнитные моменты ядер /в единицах μ_N /

Нуклид	III Cd	II3 Cd	II7 Sn	II9 Sn	I23 Te	I25 Te
μ теор.	-0,68	-0,69	-0,97	-0,96	-0,8I	-0,90
μ эксп./32/	-0,59	-0,62	-I,00	-I,04	-0,74	-0,89

в табл.2 приведены значения B(M1) для некоторых ℓ-запрещенных M1 -переходов, рассчитанные при различных исходных предположениях. Из этой таблицы видно, что для объяснения эксперимента недостаточно учета спин-спинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц. Существенное влияние на согласие между теоретическими и экспериментальными значениями B(M1) оказывает спин-орбитальная поправка к оператору M1 -перехода.

Таблица 2

Значения B(MI) ℓ-запрещенных MI-переходов /в единицах $\mu_N^2 \cdot 10^{-2}$ /

Нуклид	B(MI)$_{теор.}$ *)				B(MI)$_{эксп.}$
	I	II	III	IУ	
$^{II9}_{48}$Cd$_{7I}$	0,24	5,89	4,37	4,53	5,7I
$^{I27}_{53}$J$_{74}$	0,65	4,63	3,05	3,II	2,20
$^{I45}_{64}$Gd$_{8I}$	0,08	I,27	0,7I	0,89	0,79

*При расчете учитываются: I - только спин-спиновые и спин-изоспиновые силы; II - только спин-орбитальные силы; III - все компоненты взаимодействия квазичастиц, кроме однопионного обмена; IV - все компоненты взаимодействия квазичастиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берлович Э.Е. Препринт ФТИ, № 110, Ленинград, 1968.
2. Марупов Н.З., Морозов В.А., Муминов Т.М. ОИЯИ, Р6-9005, Дубна, 1975.

3. Andreitcheff W. et al. Nucl.Phys., 1981, A368, p.45.
4. Arima A. Hory H., Sano M. Progr.Teor.Phys., 1957, 17, p.567.
5. Paar V., Brandt S. Phys.Lett., 1978, 74B, p.297; Nucl.Phys. 1978, A303, p.96.
6. Hamamoto I. Phys.Rep., 1974,10,p.64; Phys.Lett.1976,61B,p.343.
7. Tawner S. et al. Nucl.Phys., 1977, A277, p. 285.
8. Lipparini E., Stringari S., Traini M. Nucl.Phys., 1977, A293, p.29; Lett.Nuovo Cim., 1977, 19, p.171.
9. Hicks H.C. et al. Phys.Rev., 1983, 27C, p.2203.
10. Ходель В.А. ЯФ, 1965, 2, с.24.
11. Бирбраир Б.Л. и др. Изв. АН СССР, сер.физ.,1968,32, с.1618.
12. Садовникова В.А. ЯФ, 1980, 32, с.1524.
13. Dmitriev V.F., Telitsin V.B. Nucl.Phys.,1983, A402, p.588.
14. Долгополов М.А., Копытин И.В. Изв.АН СССР, сер.физ., 1984, 48, с.102; 1985, 49,с.85; 1980, 44, с.2397.
15. Bauer R. et al. Nucl.Phys., 1973, A209, p.535.
16. Speth J., Werner E., Wild W. Phys Rep., 1977, 33C, p.127.
17. Саперштейн Э.Е., Толоконников С.В., Фаянс С.А., Изв.АН СССР, сер.физ., 1977, 41, с.2063.
18. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1983.
19. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1964, 46, с.1980.
20. Троицкий М.А., Ходель В.А. Ядерная физика, 1965, 1, с.205.
21. Пик-Пичак Г.А. Ядерная физика, 1967, 6, с.265.
22. Борзов И.Н., Саперштейн Э.Е., Толоконников С.В., Фаянс С.А. ЭЧАЯ, 1981,12,с.848.
23. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. Препринт ИАЭ-2580, М., 1976; ЭЧАЯ, 1978, 9, с.221.
24. Birbair B.L. Nucl.Phys., 1968, A108, p.449.
25. Фаянс С.А. Препринт ИАЭ-1593, М., 1968.
26. Гусева И.С., Садовникова В.А.Препринт ЛИЯФ, № 754, Л., 1982.
27. Kisslinger L.S., Sorensen R.A. Rev.Mod.Phys., 1963, 35,p.853.
28. Айзенберг И., Грайнер В. Модели ядер. Коллективные одночастичные явления. Атомиздат, М., 1975.
29. Кадменский С.Г. и др. Ядерная физика, 1978, 27, с.906.
30. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. Энергоиздат, М., 1981.
31. Nuclear Data Sheets, 1981, 32, p.547.
32. Таблицы физических величин. Справочник /под ред.И.К.Кикоина/. Атомиздат, М., 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 октября 1985 года.