

УДК 530.14, 539.172

**СТРУКТУРА СПИН-ИЗОСПИНОВЫХ  
ВОЗБУЖДЕНИЙ И ЗАХВАТ МЮОНОВ  
АТОМНЫМИ ЯДРАМИ**

*В. А. Кузьмин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*Т. В. Тетерева*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	493
ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЗАХВАТА МЮОНОВ ЯДРАМИ	494
ПЕРЕХОДЫ $0^+ \rightarrow 1^+$ В ЯДРАХ <i>sd</i> -ОБОЛОЧКИ	496
ПОЛНЫЕ СКОРОСТИ ОБЫЧНОГО ЗАХВАТА МЮОНОВ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ	501
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	518
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	519

УДК 530.14, 539.172

## СТРУКТУРА СПИН-ИЗОСПИНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ И ЗАХВАТ МЮОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

*В. А. Кузьмин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*Т. В. Тетерева*

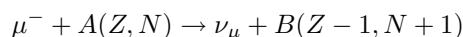
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Расчеты скоростей захвата мюонов сложными ядрами на основе микроскопических моделей ядерной структуры воспроизводят экспериментальные значения без подавления силы спин-изоспиновых переходов и противоречат в этом данным, полученным из сечений зарядово-обменных ядерных реакций типа  $(p, n)$  и  $(n, p)$ .

The calculations reproduce well the experimental rates of muon capture by complex nuclei without quenching of spin-isospin transition strength. This contradicts to the data obtained from the cross sections of charge-exchange nuclear reactions of  $(p, n)$  and  $(n, p)$  kind.

### ВВЕДЕНИЕ

Традиционно структуру спин-изоспиновых возбуждений в атомных ядрах изучают при помощи электромагнитных и адронных процессов [1]. Низкоэнергетическая ветвь возбуждений проявляется также и в  $\beta$ -распаде. Процесс обычного захвата мюонов атомными ядрами (ОЗМ)



рассматривается, в основном, как источник информации о свойствах слабого нуклонного тока (см., например, обзоры [2, 3]), и к настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных, прежде всего о полных (инклюзивных) скоростях ОЗМ. Благодаря прогрессу в экспериментальной технике стало возможным изучение ОЗМ, сопровождаемого переходами в определенное состояние конечного ядра (эксклюзивные или парциальные переходы). При этом открылись возможности применения ОЗМ для целей ядерной спектроскопии [4]. Выполненные за последние десять лет эксперименты по измерению парциальных скоростей захвата мюонов ядрами  $sd$ -оболочки

позволили провести изучение характеристик отдельных спин-изоспиновых переходов и сопоставить их с результатами, полученными в других реакциях.

Ниже будет показано, что из эффекта подавления силы гамов-теллеровских (ГТ) переходов, обнаруженного в реакциях  $(p, n)$  при промежуточных энергиях в начале восьмидесятых годов прошлого века, следует, что остаточное взаимодействие в спин-изоспиновом канале должно обладать определенным свойством. Указанное свойство должно проявляться и в других процессах, например, в захвате мюонов. Возможные следствия такого взаимодействия рассматриваются в данном обзоре.

## 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЗАХВАТА МЮОНОВ ЯДРАМИ

Теория поглощения мюонов атомными ядрами

$$\mu^- + A(Z, N) \rightarrow \nu_\mu + B^*(Z - 1, N + 1)$$

строится [5, 6] на основе аксиально-векторной теории, согласно которой гамильтониан слабого взаимодействия мюона с нуклонами пропорционален скалярному произведению слабых лептонного и нуклонного токов. Матричный элемент оператора слабого нуклонного тока между состояниями свободного нейтрона,  $|N_n\rangle$ , и протона,  $|N_p\rangle$ , с 4-импульсами  $n = (\mathbf{n}, iE_n/c)$  и  $p = (\mathbf{p}, iE_p/c)$  соответственно, равен

$$\begin{aligned} \langle N_n | \mathcal{J}^\alpha | N_p \rangle = & i\bar{u}_n \left[ g_V(q^2)\gamma^\alpha + \frac{g_M(q^2)}{2M_p}\sigma^{\alpha\beta}q^\beta + i\frac{g_S(q^2)}{m_\mu}q^\alpha - \right. \\ & \left. - \left( g_A(q^2)\gamma^\alpha + i\frac{g_P(q^2)}{m_\mu}q^\alpha + \frac{g_T(q^2)}{2M_p}\sigma^{\alpha\beta}q^\beta \right) \gamma_5 \right] t^+ u_p \times \\ & \times \exp\left(i\frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}}{\hbar}\right) \exp\left(i\frac{(E_n - E_p)t}{\hbar}\right). \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь  $u_n$  и  $u_p$  — дираковские спиноры нуклонов;  $q^\alpha = (p - n)^\alpha$  — импульс, переданный нуклону. Матрицы Дирака удовлетворяют соотношениям  $\gamma^\alpha\gamma^\beta + \gamma^\beta\gamma^\alpha = 2\delta_{\alpha,\beta}$ , где  $\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$ , в свою очередь,  $\gamma_5 = \gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$  и  $\sigma^{\alpha\beta} = \frac{1}{2i}(\gamma^\alpha\gamma^\beta - \gamma^\beta\gamma^\alpha)$ . Значения векторного,  $g_V(q^2)$ , слабого магнитного,  $g_M(q^2)$ , и скалярного,  $g_S(q^2)$ , формфакторов фиксируются при помощи гипотезы о том, что слабый векторный и изовекторный электромагнитный ядерные токи образуют изотопический триплет, на заряженные компоненты которого распространяется закон сохранения векторного тока [3]; отсюда следует, что  $g_S = 0$ . О формфакторах аксиальной части слабого нуклонного тока: аксиальном,  $g_A(q^2)$ , псевдоскалярном,  $g_P(q^2)$ , и тензорном,  $g_T(q^2)$ , — известно

значительно меньше. Исследования захвата мюонов ядрами в основном мотивированы необходимостью их изучения [3]. Трансформационные свойства тензорной и скалярной компонент тока (1) относительно операции комбинированной четности отличаются от трансформационных свойств остальных частей нуклонного тока, поэтому обычно полагают, что  $g_S = 0$  и  $g_T = 0$ . Кроме того, скорость обычного захвата мюонов, о которой будет в основном идти речь, зависит лишь от разности  $g_P - g_T$  [6].

В системах со сферической симметрией состояния вылетающего нейтрино удобно характеризовать значениями сферического квантового числа  $\kappa = -(\mathbf{l}, \boldsymbol{\sigma}) - 1$ . Соответственно, захват мюона из состояния  $1s$  мюонного атома описывается [6] с помощью амплитуд  $M_u(\kappa)$ , характеризующих процесс, в котором ядру передается полный угловой момент  $u$  и рождается нейтрино в состоянии с определенным  $\kappa$ . Для каждого ненулевого  $u$  имеются четыре значения  $\kappa$ :

$$\begin{aligned}
 M_u(u) &= \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left( \sqrt{u} G_V [0uu] - \sqrt{\frac{u+1}{3}} G_A [1uu] - \sqrt{\frac{2u+1}{3}} \frac{g_V}{M} [1u-1up] \right), \\
 M_u(-u-1) &= \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left( \sqrt{u+1} G_V [0uu] + \sqrt{\frac{u}{3}} G_A [1uu] - \right. \\
 &\quad \left. - \sqrt{\frac{2u+1}{3}} \frac{g_V}{M} [1u+1up] \right), \\
 M_u(-u) &= \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left( -\sqrt{\frac{2u+1}{3}} \left( G_A - \frac{u}{2u+1} G_P \right) [1u-1u] + \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{\frac{u(u+1)}{3(2u+1)}} G_P [1u+1u] - \sqrt{u} \frac{g_V}{M} [0uup] + \sqrt{\frac{u+1}{3}} \frac{g_V}{M} [1uup] \right), \\
 M_u(u+1) &= \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left( -\sqrt{\frac{u(u+1)}{3(2u+1)}} G_P [1u-1u] + \sqrt{\frac{2u+1}{3}} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \left( G_A - \frac{u+1}{2u+1} G_P \right) [1u+1u] + \sqrt{u+1} \frac{g_V}{M} [0uup] + \sqrt{\frac{u}{3}} \frac{g_V}{M} [1uup] \right);
 \end{aligned} \tag{2}$$

для  $u = 0$  возможны значения  $\kappa = \pm 1$ . В амплитуды  $M_u(\kappa)$  входят комбинации формфакторов слабого нуклонного тока

$$\begin{aligned}
 G_V &= g_V(q^2) (1 + \eta) + g_S(q^2), \quad G_A = g_A(q^2) - (g_V(q^2) + g_M(q^2)) \eta, \\
 G_P &= (g_P(q^2) - g_A(q^2) - g_T(q^2) - g_V(q^2) - g_M(q^2)) \eta, \quad \eta = \frac{E_\nu}{2M_p c^2},
 \end{aligned} \tag{3}$$

и матричные элементы одночастичных операторов

$$\begin{aligned}
[0uu] &= \left\langle J_f \left| \left| \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \sum_{k=1}^A \phi_\mu(r_k) j_u(E_\nu r_k) Y_u(\hat{r}_k) t_k^+ \right| \right| J_i \right\rangle / \sqrt{2J_f + 1}, \\
[1wu] &= \left\langle J_f \left| \left| \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{k=1}^A \phi_\mu(r_k) j_w(E_\nu r_k) [\sigma \otimes Y_w(\hat{r}_k)]_u t_k^+ \right| \right| J_i \right\rangle / \sqrt{2J_f + 1}, \\
[1wup] &= i \left\langle J_f \left| \left| \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{k=1}^A \phi_\mu(r_k) j_w(E_\nu r_k) [Y_w(\hat{r}_k) \otimes p_k]_u t_k^+ \right| \right| J_i \right\rangle / \sqrt{2J_f + 1}, \\
[0uup] &= i \left\langle J_f \left| \left| \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \sum_{k=1}^A \phi_\mu(r_k) j_u(E_\nu r_k) Y_u(\hat{r}_k) (\mathbf{p}_k \cdot \boldsymbol{\sigma}_k) t_k^+ \right| \right| J_i \right\rangle / \sqrt{2J_f + 1};
\end{aligned} \tag{4}$$

$j_u(x) = \sqrt{\pi/2x} J_{u+1/2}(x)$  — сферические функции Бесселя, и

$$[\sigma \otimes Y_w(\hat{r})]_{u, m_u} = \sum_{m, m_w} \langle 1m w m_w | u m_u \rangle \sigma_m Y_{w, m_w}(\hat{r}) \tag{5}$$

тензорные произведения сферических операторов. Через  $\phi_\mu(r)$  обозначена радиальная часть волновой функции мюона, находящегося в кулоновском поле ядра. Энергия нейтрино

$$E_\nu = (m_\mu - |\epsilon_{1S}| + M_i - M_f - E_f) \left( 1 - \frac{m_\mu - |\epsilon_{1S}| + M_i - M_f - E_f}{2(m_\mu + M_i)} \right)$$

зависит от разности масс начального и конечного ядер,  $M_i - M_f$ , энергии возбуждения в конечном ядре,  $E_f$ , и энергии связи мюона,  $\epsilon_{1s}$ . Для ядер с большим  $Z$  при вычислении  $\epsilon_{1s}$  необходимо учитывать пространственное распределение заряда внутри ядра. В этих случаях мы используем для расчетов  $\phi_\mu(r)$  и  $\epsilon_{1s}$  приближенные формулы из [7]. В работе используется соглашение о изоспиновых квантовых числах нуклонов, согласно которому  $t^+|p\rangle = |n\rangle$ .

## 2. ПЕРЕХОДЫ $0^+ \rightarrow 1^+$ В ЯДРАХ $sd$ -ОБОЛОЧКИ

В сравнительно легких ядрах возможно экспериментальное изучение процессов ОЗМ, в которых конечное ядро образуется в определенном состоянии. Если это состояние лежит ниже порога вылета нуклонов, то, регистрируя фотоны, испущенные при его  $\gamma$ -распаде, можно измерить скорость парциального ОЗМ [8]. Для переходов  $0^+ \rightarrow 1^+$  характеристики захвата мюонов определя-

ются амплитудами переходов первого ранга

$$\begin{aligned} M_1(-1) &= \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ - \left( G_A - \frac{1}{3} G_P \right) [101] - G_P \frac{\sqrt{2}}{3} [121] - \frac{g_A}{M} [011p] + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{2}{3}} [111p] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

и

$$\begin{aligned} M_1(2) &= \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ -G_P \frac{\sqrt{2}}{3} [101] - \left( G_A - \frac{2}{3} G_P \right) [121] + \frac{g_A}{M} \sqrt{2} [011p] + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{1}{3}} [111p] \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

При этом скорость захвата равна

$$\begin{aligned} \Lambda_f &= V [M_1(-1)^2 + M_1(2)^2] \approx \frac{2}{3} V g_A^2 [101]^2 \left\{ 1 + \frac{2}{3} \eta + \frac{8}{3} \frac{g_V + g_M}{g_A} \eta - \right. \\ &- \frac{2}{3} \frac{g_P}{g_A} \eta + \frac{1}{3} \left( \frac{g_P}{g_A} \eta \right)^2 + \sqrt{\frac{8}{9}} \left[ 2 \left( 1 + \frac{g_V + g_M}{g_A} - \frac{g_P}{g_A} \right) \eta + \left( \frac{g_P}{g_A} \eta \right)^2 \right] \frac{[121]}{[101]} + \\ &\left. + 2 \left( 1 - \frac{g_P}{g_A} \right) \eta \frac{[111p]}{M [101]} - \sqrt{\frac{8}{9}} \frac{g_V}{g_A} \frac{[011p]}{M [101]} \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

В последнем выражении за скобки вынесен квадрат  $[101]$  и отброшены квадраты отношений остальных матричных элементов к  $[101]$ . Для переходов  $0^+ \rightarrow 1^+$ , идущих с большой скоростью, этот матричный элемент оказывается наибольшим. Спин-изоспиновая часть оператора в матричном элементе  $[101]$  совпадает с оператором ГТ-переходов  $\sigma t^\pm$ , которые интенсивно изучаются в  $\beta$ -распаде и в прямых ядерных реакциях [9]. Влияние индуцированного псевдоскалярного слабого взаимодействия на  $\Lambda_f$  невелико, поскольку вклад  $g_P$  подавлен малым множителем  $\eta < 0,05$ . Зато в данном случае  $\Lambda_f$  фактически пропорционален квадрату аксиально-векторной константы связи  $g_A$ .

В общем случае (пренебрегая переходами между состояниями сверхтонкого расщепления в мюонном атоме) скорость захвата мюона равна

$$\Lambda^{\text{stat}} = V \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} \sum_{J=J_{\min}}^{J_{\max}} \{ M_J^2(-J-1) + M_J^2(J) + M_J^2(J+1) + M_J^2(-J) \}. \quad (9)$$

Множитель  $V$  не содержит констант слабого нуклонного тока:

$$V = [G \cos \Theta_c m_\mu^2]^2 \frac{m_\mu}{\hbar} 4\alpha^3 Z^3 R_\mu(Z) \left( \frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 \frac{1 - E_\nu/(m_\mu + M_i)}{(1 + m_\mu/M_i)^3}.$$

Наиболее приспособленными для описания структуры легких ядер являются оболочечные модели. В них определяются пространство одночастичных состояний, занимаемых валентными нуклонами, энергии этих состояний и двухчастичные взаимодействия между валентными нуклонами. Широко известна оболочечная модель для ядер  $0p$ -оболочки [10]. Ниже мы будем говорить о разных ядерных моделях, понимая под этим оболочечные модели с разными наборами одночастичных энергий и двухчастичных матричных элементов, т. е. разные наборы параметров гамильтониана оболочечной модели.

Так как эффективный гамильтониан ОЗМ, полученный в импульсном приближении, представлен в виде суммы одночастичных операторов, то вычисление матричных элементов эффективного гамильтониана сводится к свертке матричных элементов операторов  $S(O^{(\Delta_J, \Delta_T)}, \alpha, \alpha')$ , соответствующих переходам между одночастичными состояниями  $\alpha$  и  $\alpha'$  оболочечного пространства с одночастичными переходными плотностями  $A(\Delta_J, \Delta_T, \alpha, \alpha', f, i)$  ([11], формула (33)):

$$\langle f || O^{(\Delta_J, \Delta_T)} || i \rangle = \sum_{\alpha, \alpha'} A(\Delta_J, \Delta_T, \alpha, \alpha', f, i) S(O^{(\Delta_J, \Delta_T)}, \alpha, \alpha').$$

Переходные плотности представляют собой приведенные матричные элементы тензорного произведения операторов рождения и уничтожения частиц в одночастичных состояниях  $\alpha$  и  $\alpha'$  между многочастичными волновыми функциями начального и конечного состояний ядра

$$A(\Delta_J, \Delta_T, \alpha, \alpha', f, i) = \frac{\langle f || [a^\dagger(\alpha) \otimes \tilde{a}(\alpha')]^{(\Delta_J, \Delta_T)} || i \rangle}{\sqrt{(2\Delta_J + 1)(2\Delta_T + 1)}}.$$

Ядерные волновые функции и одночастичные переходные плотности вычислялись с помощью программы [12]. Одночастичные интегралы были рассчитаны с волновыми функциями изотропного гармонического осциллятора.

Экспериментально парциальные скорости захвата мюонов ядрами  $sd$ -оболочки были изучены в [8, 13]. Экспериментальные данные о переходах  $0^+ \rightarrow 1$  вместе с результатами расчетов на основе многочастичной модели оболочек с гамильтонианом [14] представлены в табл. 1. Видно, что между теоретическими и экспериментальными значениями  $\Lambda_f$  имеются большие расхождения. Уменьшение абсолютной величины аксиально-векторной константы  $g_A$  с  $1,26g_V$  до  $0,91g_V$  улучшает согласие между теорией и экспериментом только для реакции захвата мюонов  $^{24}\text{Mg}$ .

Наибольший интерес вызывает захват мюонов ядром  $^{28}\text{Si}$  с образованием  $^{28}\text{Al}$ , поскольку именно на этом ядре были проведены три независимых эксперимента по измерению коэффициентов  $\gamma$ -нейтринной корреляции [15–17]. Эксперимент показывает, что в  $^{28}\text{Al}$  сильнее всего заселяется  $1^+$ -состояние с энергией возбуждения 2201 кэВ.

Таблица 1. Скорости ОЗМ ядрами  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{32}\text{S}$  для переходов  $0^+ \rightarrow 1^+$ 

Конечное ядро	Энергия возбуждения, кэВ	$\Lambda^{\text{exp}}, 10^3 \text{ c}^{-1}$	$\Lambda^{\text{th}}, 10^3 \text{ c}^{-1}$	
			$g_A = -1,26g_V$	$g_A = -0,91g_V$
$^{24}\text{Na}$	1347	$17,5 \pm 2,3$	29,9	18,9
	3413	$3,5 \pm 0,7$	12,7	7,5
	Всего	21,0	42,5	26,4
$^{28}\text{Al}$	1620	$12,9 \pm 2,1$	3,1	2,1
	2201	$62,8 \pm 7,4$	33,9	22,4
	3105	$14,7 \pm 2,6$	25,9	16,2
	Всего	90,4	62,9	40,7
$^{32}\text{P}$	1149	$28,1 \pm 4,5$	21,2	14,9
	4205	$34,8 \pm 3,6$	37,4	23,9
	4710	$19,4 \pm 2,1$	45,5	36,9
	Всего	82,3	104,1	75,7

Расчеты с гамильтонианом [14] хорошо воспроизводят энергетические спектры ядер  $^{28}\text{Si}$  и  $^{28}\text{Al}$  и времена жизни  $1^+$ -состояний в  $^{28}\text{Al}$ . Но, как было показано в [19, 20], теоретические коэффициенты ветвления для  $\gamma$ -распада уровня с энергией 2201 кэВ в  $^{28}\text{Al}$ , вычисленные на основе этих моделей, резко противоречат экспериментальным данным [21]. Расчеты проводились с эффективными зарядами, равными 1,35 для протонов и 0,35 для нейтронов; и со свободными значениями нуклонных  $g$ -факторов  $g_s = 5,586$ ,  $g_l = 1,0$  для протонов и  $g_s = -3,826$ ,  $g_l = 0,0$  для нейтронов.

Из формулы (8) следует, что основной вклад в скорость  $\mu$ -захвата вносит оператор перехода, пропорциональный  $\sum_{k=1}^A j_0(E_\nu r_k) \sigma_k t_k^+$ , спин-изоспиновая

часть которого совпадает с операторами ГТ-переходов,  $\sum_{k=1}^A \sigma_k t_k^\pm$ , изучаемых

в прямых ядерных реакциях типа  $(p, n)$  и  $(n, p)$ , и входит в один изотопический триплет со спиновой частью оператора магнитных дипольных переходов

$(M1)$ ,  $\sum_{k=1}^A (g_s \sigma_k + g_l l_k) t_k^0$ , наблюдаемых в рассеянии электронов.

На рис. 1 сопоставлены теоретические значения приведенных вероятностей гамов-теллеровских,  $B(\text{GT})$ , и магнитных дипольных,  $B(M1)$ , переходов с экспериментальными данными, полученными из реакций  $^{28}\text{Si}(p, n)^{28}\text{P}$  и  $^{28}\text{Si}(e, e')^{28}\text{Si}(1^+)$ . Теоретические значения показаны на рисунке светлыми вертикальными отрезками, а экспериментальные — темными. Результаты рас-



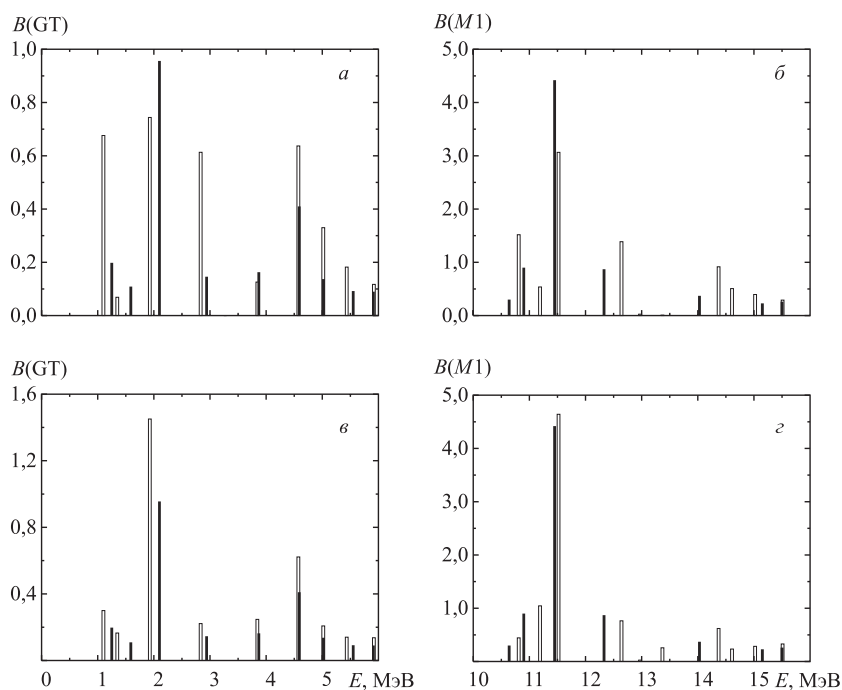


Рис. 1. Приведенные вероятности ГТ- (*a, в*) и магнитных дипольных (*б, г*) переходов в ядрах с  $A = 28$

четов с волновыми функциями [14] представлены на рис. 1, *a, б*. Сравнение показывает, что хотя теория значительно переоценивает суммарные значения  $B(GT)$  и  $B(M1)$  для переходов на состояния  $1^+$  в  $^{28}\text{P}$  и  $^{28}\text{Si}$ , которые вместе с состоянием 2201 кэВ в  $^{28}\text{Al}$  образуют один изоспиновый триплет, теоретические значения  $B(GT)$  и  $B(M1)$  значительно меньше экспериментальных. Численные данные собраны в табл. 2; более подробное сравнение выполнено в нашей работе [22]. В этих условиях не удивительно, что и теоретическая скорость ОЗМ оказалась меньше экспериментальной. Чтобы использовать в расчетах скоростей ОЗМ экспериментальную информацию, полученную в реакциях  $(p, n)$  и  $(e, e')$ , в работе [22] предложено сделать дополнительное ортогональное преобразование в пространстве волновых функций с  $J^\pi, T = 1^+, 1$ . Параметры преобразования подобраны так, чтобы силовые функции ГТ- и магнитных дипольных переходов, вычисленные с преобразованными волновыми функциями, совпали по форме, т.е. с точностью до постоянного множителя, с экспериментальными силовыми функциями. Результаты расчетов

Таблица 2. Парциальные характеристики изовекторных переходов в ядрах с  $A = 28$ 

Ядро	Величина	Эксперимент		Теория		
		Число	Ссылка	а	б	
$^{28}\text{Al}$	$\tau(1_{2,201}^+)$ , фс	$51 \pm 1,0(\text{стат.}) \pm 6,7(\text{сист.})$		[18]	66	49
	$\gamma(1_{2,201}^+ \rightarrow 2_{0,031}^+)$ , %	79		[21]	2	63
	$\gamma(1_{2,201}^+ \rightarrow 0_{0,972}^+)$ , %	16		[21]	80	35
$^{28}\text{Al}$	$\Lambda(1_{1,620}^+)$ , $10^3 \text{ c}^{-1}$	$12,9 \pm 2,1$		[13]	3,1	7,6
	$\Lambda(1_{2,201}^+)$ , $10^3 \text{ c}^{-1}$	$62,8 \pm 7,4$		[13]	34,1	63,6
	$\Lambda(1_{3,110}^+)$ , $10^3 \text{ c}^{-1}$	$14,7 \pm 2,6$		[13]	26,1	11,2
$^{28}\text{Si}$	$B_{M1}(1_{10,90}^+)$ , $\mu_N$	$0,90 \pm 0,02$		[59]	0,54	1,04
	$B_{M1}(1_{1,45}^+)$ , $\mu_N$	$4,42 \pm 0,20$		[59]	3,06	4,46
	$B_{M1}(1_{12,33}^+)$ , $\mu_N$	$0,87 \pm 0,06$		[59]	1,39	0,76
$^{28}\text{P}$	$B_{GT}^-(1_{1,59}^+)$	$0,109 \pm 0,002$		[60]	0,069	0,165
	$B_{GT}^-(1_{2,10}^+)$	$0,956 \pm 0,005$		[60]	0,774	1,451
	$B_{GT}^-(1_{2,94}^+)$	$0,146 \pm 0,003$		[60]	0,613	0,222

Примечание.  $\tau$  — время жизни уровня;  $\gamma$  — коэффициент ветвления  $\gamma$ -распада уровня;  $\Lambda$  — парциальная скорость ОЗМ.

представлены в табл. 2 (столбец б) и на рис. 1, в, г. Расчеты с преобразованными волновыми функциями хорошо воспроизвели парциальные скорости ОЗМ ядром  $^{28}\text{Si}$ , при этом описание коэффициентов ветвления было значительно улучшено. Следует учитывать, что благодаря ортогональности преобразования полная сила ГТ- и магнитных переходов осталась неизменной. Преобразование привело к перераспределению силы переходов между состояниями конечного ядра. При этом оказалось, что для слабого и электромагнитного процессов ( $\mu$ -захват и магнитное рассеяние электронов) теоретические скорости самых интенсивных переходов оказались очень близкими к экспериментальным значениям, но соответствующие теоретические значения  $B(\text{GT})$  почти на 40% больше экспериментальных данных. Это удивительно, поскольку спиновые и изоспиновые части операторов переходов практически совпадают.

### 3. ПОЛНЫЕ СКОРОСТИ ОБЫЧНОГО ЗАХВАТА МЮОНОВ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

В более тяжелых ядрах из-за большой плотности уровней измерить парциальные скорости ОЗМ не удастся, и экспериментальные данные имеются, в основном, о полных скоростях ОЗМ.

Теоретические исследования полных скоростей ОЗМ ведутся давно, и подходы, использованные в них, можно грубо разделить на три группы. В первую группу попадают работы, основанные на приближении полноты и близком к нему методе правил сумм. В них энергии вылетающих нейтрино заменяются средним значением, и вычисление полной скорости ОЗМ сводится при помощи соотношения полноты для состояний конечного ядра к усреднению по основному состоянию ядра [23, 24]. Средняя энергия нейтрино фактически оказывается параметром теории. Другая группа расчетов основана на приближении локальной плотности, в котором скорость ОЗМ вычисляется для бесконечной ядерной материи, характеризуемой плотностями протонов и нейтронов, т.е.  $\Lambda_{\text{tot}}$  есть функция нейтронных и протонных импульсов Ферми. Для конечных ядер полная скорость ОЗМ определяется или выбором некоторого среднего значения плотности ядерного вещества [25], или интегрированием этой функции по реалистическому распределению плотности в пространстве [26]. Общей чертой указанных подходов является то, что процесс захвата мюонов рассматривается сам по себе, независимо от остальных процессов, происходящих в ядре. Главное, при этом не учитывается коллективная природа отклика ядра на внешнее воздействие. Более предпочтительным оказывается третий подход, в котором скорость ОЗМ вычисляется для каждого состояния конечного ядра и полная скорость получается суммированием этих (эксклюзивных) скоростей

$$\Lambda_{\text{tot}} = [G \cos \Theta_C]^2 \sum_f (E_\nu)^2 \left(1 - \frac{E_\nu}{M_i + m_\mu}\right) \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \times \\ \times \sum_{u=|J_i - J_f|}^{J_i + J_f} (M_u^2(u) + M_u^2(u + 1) + M_u^2(-u) + M_u^2(-u - 1)). \quad (10)$$

В этом подходе выполнены расчеты в работах [27–33].

Уравнение (10) показывает, что парциальная скорость ОЗМ пропорциональна  $E_\nu^2$ , т.е. вклад в полную скорость ОЗМ низколежащих ядерных состояний (наибольшие  $E_\nu$ ) оказывается усиленным. При захвате мюона ядром выделяется энергия, близкая к массе мюона, поэтому относительная погрешность в теоретической  $\Lambda_f$ , вызванная неопределенностями в теоретических силовых функциях ядерных переходов (квадраты модулей матричных элементов перехода в зависимости от энергий возбуждения), невелика:

$$\frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} \approx \frac{\Delta E_k}{E_\nu} \ll \frac{\Delta E_k}{E_k},$$

и расчеты, которые правильно воспроизводят основные черты распределения силы переходов по энергиям возбуждения, должны достаточно надежно описывать скорости ОЗМ.

**3.1. Гамильтониан ядерной модели.** Гамильтониан модели содержит феноменологические среднее поле, монополюное взаимодействие (нейтрон-нейтронное и протон-протонное), приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и остаточные частично-дырочные взаимодействия сепарабельного типа [34]:

$$H_M = \sum_{\tau=n,p} H_0(\tau) + H_{\text{res}}; \quad (11)$$

гамильтонианы среднего поля и монополюного спаривания равны

$$H_0(\tau) = \sum_{j_\tau, m_\tau} E_{j_\tau} a_{j_\tau, m_\tau}^\dagger a_{j_\tau, m_\tau} - \frac{G_\tau}{4} \sum_{j'_\tau, m'_\tau, j_\tau, m_\tau} (-)^{j'_\tau - m'_\tau + j_\tau - m_\tau} a_{j'_\tau, m'_\tau}^\dagger a_{j'_\tau, -m'_\tau}^\dagger a_{j_\tau, -m_\tau} a_{j_\tau, m_\tau}. \quad (12)$$

Остаточное двухчастичное сепарабельное взаимодействие выбрано в изотопически-инвариантном виде

$$H_{\text{res}} = -\frac{1}{2} \sum_{J,M} \sum_{q \neq q'} (\kappa_0^J + \kappa_1^J (\boldsymbol{\tau}_q \cdot \boldsymbol{\tau}_{q'})) Q_{JM}^\dagger(q) Q_{JM}(q') - \frac{1}{2} \sum_{L,J,M} \sum_{q \neq q'} (\kappa_0^{LJ} + \kappa_1^{LJ} (\boldsymbol{\tau}_q \cdot \boldsymbol{\tau}_{q'})) Q_{LJM}^\dagger(q) Q_{LJM}(q'), \quad (13)$$

т. е. представлено в виде суммы произведений двух одночастичных мультипольных  $Q_{JM}(q) = i^J f_J(r_q) Y_{LM}(\hat{r}_q)$  или спин-мультипольных  $Q_{LJM}(q) = i^J f_{LJ}(r_q) [Y_L(\hat{r}_q) \times \sigma_q]_{JM}$  операторов. Матрицы Паули  $\boldsymbol{\tau}_q$  действуют на изоспиновые функции  $q$ -го нуклона. Разлагая их скалярное произведение

$$(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) = 4t_1^0 t_2^0 + t_1^- t_2^+ + t_1^+ t_2^-,$$

выделим мультипольные и спин-мультипольные одночастичные операторы с различными изоспиновыми частями

$$Q_{JM}(k) = \sum_{jmt_3, j'm't'_3} \langle j'm't'_3 | i^J f_J Y_{JM} \tau^k | jmt_3 \rangle a_{j'm't'_3}^\dagger a_{jmt_3},$$

$$Q_{LJM}(k) = \sum_{jmt_3, j'm't'_3} \langle j'm't'_3 | i^L f_{LJ} [Y_L, \sigma]_{JM} \tau^k | jmt_3 \rangle a_{j'm't'_3}^\dagger a_{jmt_3}.$$

Здесь символом  $\tau^k$  обозначен один из изоспиновых операторов 1,  $t^0$ ,  $t^+$  и  $t^-$ . Операторы, содержащие  $t^\pm$ , переводят одночастичные нейтронные состояния

в протонные и наоборот и тем самым вызывают зарядово-обменные колебания. Выбор функций  $f_J(r)$  и  $f_{LJ}(r)$  мы подробно обсудим в следующем разделе.

Константы изовекторного остаточного взаимодействия  $\kappa_1^{LJ}$  и  $\kappa_1^J$  являются эффективными, поскольку они подбираются при описании изовекторных переходов. Для мультипольных переходов — по положению изобар-аналогового состояния, для спин-мультипольных — по свойствам ГТ-переходов, прежде всего по положению и силе гигантского ГТ-резонанса. В расчетах учитывались переходы на состояния дочерних ядер с  $J^\pi = 0^\pm, \dots, 3^\pm$ .

Остаточное взаимодействие (13) содержит скалярные произведения двух видов  $([Y_{J-1}(\hat{r}_1) \otimes \sigma_1]_J, [Y_{J-1}(\hat{r}_2) \otimes \sigma_2]_J)$  и  $([Y_{J+1}(\hat{r}_1) \otimes \sigma_1]_J, [Y_{J+1}(\hat{r}_2) \otimes \sigma_2]_J)$ . Тензорное взаимодействие, в гамильтониан которого входит произведение операторов  $[Y_{J-1}(\hat{r}_1) \otimes \sigma_1]_{JM}$  и  $[Y_{J+1}(\hat{r}_2) \otimes \sigma_2]_{JM}$ , не учитывается, поскольку его включение лишь незначительно сказывается на свойствах зарядово-обменных возбуждений: расчеты положения и силы спин-изоспиновых резонансов показали, что в широком диапазоне изменения эффективных констант остаточных взаимодействий влияние тензорных остаточных сил может быть воспроизведено путем небольших изменений в эффективных константах центральных изовекторных остаточных взаимодействий. Дополнительные наблюдаемые, которые позволяют независимо определить константы тензорных остаточных взаимодействий, пока не обнаружено.

В качестве первого шага диагонализации гамильтониана ядерной модели выполняется преобразование Боголюбова

$$\alpha_{jmt_3} = u_{jt_3} \alpha_{jmt_3} + (-1)^{j-m} v_{jt_3} \alpha_{j, -mt_3}^\dagger, \quad (14)$$

которое перемешивает операторы рождения и уничтожения частиц одного сорта (нейтронов с  $t_3 = 1/2$  или протонов с  $t_3 = -1/2$ ). При этом гамильтониан (12) принимает вид

$$H_0 \approx \sum_{t_3} \sum_{jm} \epsilon_{jt_3} \alpha_{jmt_3}^\dagger \alpha_{jmt_3}, \quad (15)$$

где  $\epsilon_{jt_3} = \sqrt{(E_{jt_3} - \lambda_{t_3})^2 + C_{t_3}^2}$  и  $C_{t_3} = G_{t_3}/2 \sum_{j,m} u_{jt_3} v_{jt_3}$ . Здесь учтено, что основное состояние системы из четного числа нейтронов или протонов описывается состоянием квазичастичного вакуума  $\alpha_{jmt_3}|0\rangle = 0$ , а возбужденные состояния — как двухквазичастичные:  $\alpha_{jmt_3}^\dagger \alpha_{j'm't'_3}^\dagger|0\rangle$ .

Остаточные взаимодействия перемешивают двухквазичастичные возбуждения. Чтобы диагонализировать гамильтониан, содержащий (15) и зарядово-обменную часть (13), вводят операторы рождения зарядово-обменных

фононов

$$\Omega_{JM}^i = \sum_{j_p, j_n} \left( \psi_{j_p, j_n}^i [\alpha_{j_p} \otimes \alpha_{j_n}]_{J, M} - (-1)^{J-M} \phi_{j_p, j_n}^i [\alpha_{j_p} \otimes \alpha_{j_n}]_{J, -M}^\dagger \right). \quad (16)$$

Фононные амплитуды  $\psi_{j_n, j_p}^i$  и  $\phi_{j_n, j_p}^i$  нормируются условием

$$\Phi(i, i') \equiv \sum_{j_p, j_n} (\psi_{j_p, j_n}^i \psi_{j_p, j_n}^{i'} - \phi_{j_p, j_n}^i \phi_{j_p, j_n}^{i'}) = \delta_{i, i'}.$$

Выразив операторы остаточного взаимодействия через операторы рождения и уничтожения фононов, запишем вариационное уравнение

$$\delta \left\{ \langle \Omega_{JM}^i H_M \Omega_{JM}^{i \dagger} | \rangle - \langle | H_M | \rangle - \omega_i (\Phi(i, i) - 1) \right\} = 0, \quad (17)$$

в которое как дополнительное условие входит условие нормировки. Усреднение выполняется по состоянию фононного вакуума  $\Omega_{JM}^i | \rangle = 0$ . Из (17) следуют уравнения квазичастичного приближения случайных фаз, которые определяют  $\psi_{j_n, j_p}^i$ ,  $\phi_{j_n, j_p}^i$  и энергии возбуждения  $\omega_i$ :

$$\begin{aligned} R_{q, q'}^+ g_{q'}^i - \omega_i w_q^i &= 0, \\ -\omega_i g_q^i + R_{q, q'}^- w_{q'}^i &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь введены следующие сокращенные обозначения

$$\begin{aligned} q \equiv (j_p, j_n), \quad g_q^i &= \psi_{j_p, j_n}^i + \phi_{j_p, j_n}^i, \quad w_q^i = \psi_{j_p, j_n}^i - \phi_{j_p, j_n}^i, \\ \epsilon_q &= \epsilon_{j_p} + \epsilon_{j_n}, \quad u_q^\pm = u_{j_p} v_{j_n} \pm v_{j_p} u_{j_n}. \end{aligned}$$

Для состояний естественной четности

$$R_{q, q'}^\pm = \epsilon_q \delta_{q, q'} - \frac{2}{2J+1} \left( \kappa_1^J h_q^J u_q^\pm h_{q'}^J u_{q'}^\pm + \kappa_1^{JJ} h_q^{JJ} u_q^\pm h_{q'}^{JJ} u_{q'}^\pm \right)$$

и для состояний аномальной четности

$$\begin{aligned} R_{q, q'}^\pm &= \epsilon_q \delta_{q, q'} - \\ &- \frac{2}{2J+1} \left( \kappa_1^{J-1, J} h_q^{J-1, J} u_q^\pm h_{q'}^{J-1, J} u_{q'}^\pm + \kappa_1^{J+1, J} h_q^{J+1, J} u_q^\pm h_{q'}^{J+1, J} u_{q'}^\pm \right). \end{aligned}$$

Здесь  $h_q^J$  и  $h_q^{LJ}$  — приведенные матричные элементы мультипольных и спин-мультипольных операторов для  $t^p = t^-$ .

Амплитуды переходов из основного состояния четно-четного ядра в возбужденное состояние с полным моментом и его третьей проекцией  $JM$  и энергией  $\omega_i$  равны

$$b_{JM}^+(i) = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \sum_{j_p, j_n} \langle j_p \| O_J t^- \| j_n \rangle (v_{j_p} u_{j_n} \psi_{j_p, j_n}^i + u_{j_p} v_{j_n} \phi_{j_p, j_n}^i), \quad (19)$$

если заряд ядра уменьшается (реакция  $(n, p)$ , к примеру), или

$$b_{JM}^-(i) = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \sum_{j_p, j_n} \langle j_p \| O_J t^- \| j_n \rangle (u_{j_p} v_{j_n} \psi_{j_p, j_n}^i + v_{j_p} u_{j_n} \phi_{j_p, j_n}^i) \quad (20)$$

при увеличении заряда, как в  $(p, n)$ -реакции.

**3.2. Остаточные взаимодействия и эффект подавления силы гамов-теллеровских переходов.** Спин-изоспиновые степени свободы в ядрах проявляются во многих процессах. Наибольшее внимание среди них традиционно привлекают  $\beta$ -распад и зарядово-обменные прямые ядерные реакции  $(p, n)$  и  $(n, p)$ . Наибольший интерес вызывают процессы, сопровождаемые разрешенными ядерными переходами, т. е. переходами, в которых изменения полного спина и четности равны  $\Delta J^\pi = 0^+$  и  $1^+$ . Из  $\beta$ -распада, зная экспериментальные значения  $ft$ -величин, можно извлечь сумму квадратов произведений фермиевских и/или гамов-теллеровских матричных элементов с константами слабого взаимодействия лептонов с нуклонами

$$g_V^2 B^-(F) + g_A^2 B^-(GT) = \frac{K}{ft}.$$

В это выражение входят приведенные вероятности фермиевских и ГТ-переходов

$$B^\pm(F) \equiv \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f} \left| \left\langle J_f M_f \left| \sum_{q=1}^A t_q^\pm \right| J_i M_i \right\rangle \right|^2,$$

$$B^\pm(GT) \equiv \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f} \left| \left\langle J_f M_f \left| \sum_{m=-1}^1 \sum_{q=1}^A \sigma_q^m t_q^\pm \right| J_i M_i \right\rangle \right|^2,$$

а  $g_V$  и  $g_A$  — векторная и аксиально-векторная константы слабого взаимодействия лептонов с нуклонами.

Экспериментальные значения  $B(GT)$ , извлеченные из  $ft$ -величин гамов-теллеровского  $\beta^-$ -распада, оказались много меньше соответствующих одночастичных оценок. Для объяснения этого «подавления» силы переходов было предположено существование коллективного ГТ-состояния, энергия возбуждения которого заметно больше энергии, выделяющейся в  $\beta$ -распаде, и на

которое приходится значительная часть силы низколежащих одночастичных ГТ-переходов [35]. Полная сила гамов-теллеровских  $\sigma t^-$ - и  $\sigma t^+$ -переходов удовлетворяет простому правилу сумм

$$\sum_k B_k^-(\text{GT}) - \sum_\ell B_\ell^+(\text{GT}) = 3(N - Z), \quad (21)$$

из которого следует неравенство  $\sum_k B_k^-(\text{GT}) \geq 3(N - Z)$ . В ядрах с большим избытком нейтронов под действием принципа Паули эта оценка переходит в приближенное равенство  $\sum_k B_k^-(\text{GT}) \approx 3(N - Z)$ , поскольку  $\sum_\ell B_\ell^+(\text{GT})$  оказывается близкой к нулю.

Предсказанные коллективные ГТ-состояния были открыты в прямых ядерных реакциях  $(p, n)$  [36, 37]. При этом было показано [38], что дифференциальное сечение реакции  $(p, n)$  под нулем градусов при промежуточных энергиях налетающих протонов линейно зависит от  $B^-(\text{F})$  и  $B^-(\text{GT})$

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(0^\circ) = \frac{\mu}{\pi\hbar^2} \frac{k_f}{k_i} [N_\tau J_\tau^2 B^-(\text{F}) + N_{\sigma\tau} J_{\sigma\tau}^2 B^-(\text{GT})].$$

Расчеты, выполненные в приближении случайных фаз (ПСФ) и в приближении Тамма–Данкова, правильно воспроизвели положение гигантского резонанса и энергии низколежащих ГТ-состояний в широкой группе ядер, однако сила переходов, извлеченная из сечений реакции  $(p, n)$  и просуммированная по всем обнаруженным состояниям, составила 50–60 % от соответствующего теоретического значения, а для ядер с большим избытком нейтронов — от минимального значения  $3(N - Z)$  [39]. Таким образом, снова возник вопрос о возможном переносе части силы в область высоких энергий возбуждения (больше энергии ГТ-резонанса). Как было показано авторами работы [40] при помощи мультипольного разложения дифференциальных сечений реакции  ${}^{90}\text{Zr}(p, n){}^{90}\text{Nb}$ , измеренных при  $E_p = 295$  МэВ, «исчезнувшая» сила ГТ-переходов расположена в области энергии возбуждений от 20 до 60 МэВ. Здесь и далее энергии отсчитываются от энергии основного состояния ядра-мишени. Принято считать, что основную роль в переносе силы ГТ-переходов играет взаимодействие частично-дырочных  $(1p-1h)$ -состояний с возбуждениями более сложной природы, прежде всего, с  $(2p-2h)$ -состояниями (см. обзоры [1, 41]). В работе [40] получено экспериментальное распределение силы ГТ-переходов по энергии возбуждений, которое согласуется с результатами теоретических исследований [42, 43], согласно которым учет взаимодействия между конфигурациями  $(1p-1h)$  и  $(2p-2h)$  приводит к тому, что значительная часть силы переходов смещается из ГТ-резонанса на состояния со значительно большими энергиями. На самом деле ситуация оказывается более сложной, и вопрос о возможной причине сдвига силы ГТ-переходов не столь очевиден.



Чтобы показать это, рассмотрим силовую функцию ГТ-переходов

$$b^{\pm}(E) \equiv \sum_{\rho} B_{\rho} \delta(E - E_{\rho}) \quad (22)$$

и ее энергетически-взвешенные моменты

$$S_k^{\pm} \equiv \int_0^{\infty} E^k b^{\pm}(E) dE = \sum_{\rho} E_{\rho}^k B_{\rho}^{\pm}, \text{ где } k = 0, 1, 2, \dots \quad (23)$$

Нашей целью будет сопоставление нулевого и первого энергетически взвешенных моментов, вычисленных в различных приближениях. В работах [43, 44] были сопоставлены силовые функции  $b^{-}(E)$ , вычисленные в обычном ПСФ и во «втором» ПСФ. Во «втором» ПСФ в операторы рождения и уничтожения фононов включаются операторы рождения и уничтожения состояний  $(2p-2h)$  [41, 45]. При этом волновые функции возбужденных состояний ядра с обеими замкнутыми оболочками записываются в виде  $^* \mathcal{O}_{\rho}^{\dagger} | \rangle$ , где  $\mathcal{O}_{\rho}^{\dagger}$  — оператор рождения фонона:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{\rho}^{\dagger} = & \sum_{j,p} \left( \psi_{jp}^{\rho} a_j^{\dagger} a_p - \phi_{jp}^{\rho} a_p^{\dagger} a_j \right) + \\ & + \sum_{j < j', p < p'} \left( \psi_{jj', pp'}^{\rho} a_j^{\dagger} a_{j'}^{\dagger} a_p a_{p'} - \phi_{jj', pp'}^{\rho} a_p^{\dagger} a_{p'}^{\dagger} a_j a_{j'} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Основное состояние ядра-мишени описывается фононным вакуумом  $| \rangle$ , который можно вычислить, исходя из определителя Слетера  $\Phi_0$ . В уравнении (24) индексы  $p$  и  $p'$  перечисляют одночастичные состояния, которые содержатся в  $\Phi_0$ , т. е. в основном состоянии являются «занятыми», а  $j$  и  $j'$  указывают на «свободные» одночастичные состояния. Замкнутость оболочек гарантирует единственность такого разбиения в  $\Phi_0$ . Матричный элемент оператора перехода  $T$  между основным и возбужденным (однофононным) состояниями равен

$$\mathcal{T}_{\rho} \equiv \langle \mathcal{O}_{\rho} | T | \rangle = \langle \Phi_0 | (\mathcal{O}_{\rho} T - T \mathcal{O}_{\rho}) | \Phi_0 \rangle. \quad (25)$$

Фононные амплитуды  $\psi^{\rho}$  и  $\phi^{\rho}$ , входящие в (24), и энергия возбуждения,  $\mathcal{E}_{\rho}$ , определяются из задачи на собственные значения «второго» ПСФ

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{D} \\ \mathcal{D}^* & \mathcal{A}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^{\rho} \\ \phi^{\rho} \end{pmatrix} = \mathcal{E}_{\rho} \begin{pmatrix} \psi^{\rho} \\ -\phi^{\rho} \end{pmatrix}. \quad (26)$$

\* Величины, относящиеся ко «второму» ПСФ, обозначаем при помощи «рукописных» латинских букв.

Блочные матрицы, входящие в это уравнение, имеют следующий вид:

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} A_{jp,j'p'} & A_{jp,j'_1j'_2p'_1p'_2} \\ A_{j_1j_2p_1p_2,j'p'} & A_{j_1j_2p_1p_2,j'_1j'_2p'_1p'_2} \end{pmatrix},$$

$$\mathcal{D} = \begin{pmatrix} D_{jp,j'p'} & D_{jp,j'_1j'_2p'_1p'_2} \\ D_{j_1j_2p_1p_2,j'p'} & D_{j_1j_2p_1p_2,j'_1j'_2p'_1p'_2} \end{pmatrix}$$

и

$$\chi^\alpha = \begin{pmatrix} \psi_{jp}^\alpha \\ \psi_{j_1j_2p_1p_2}^\alpha \end{pmatrix}, \quad \rho^\alpha = \begin{pmatrix} \phi_{jp}^\alpha \\ \phi_{j_1j_2p_1p_2}^\alpha \end{pmatrix}.$$

Для дальнейшего важно, что матрицы, стоящие в левых верхних углах, совпадают с матрицами уравнений обычного ПСФ, а именно:

$$A_{jp,j'p'} = \langle \Phi_0 | a_p^\dagger a_j H a_{j'}^\dagger a_{p'} | \Phi_0 \rangle - \langle \Phi_0 | H | \Phi_0 \rangle \delta_{j,j'} \delta_{p,p'},$$

$$D_{jp,j'p'} = \langle \Phi_0 | a_p^\dagger a_j a_{p'}^\dagger a_{j'} H | \Phi_0 \rangle.$$

Решения системы (26) (также как и решения уравнений обычного ПСФ (см., например, [46])) обладают следующей характерной особенностью. Каждому решению с положительным собственным значением  $\mathcal{E}_\rho$  соответствует решение с отрицательным собственным значением  $(-\mathcal{E}_\rho)$ , и поэтому вследствие спектральных свойств уравнения (26) во «втором» ПСФ (как и в ПСФ) выполняются следующие соотношения между энергетически-взвешенными моментами силовых функций эрмитово-сопряженных операторов перехода и степенями матрицы уравнений «второго» ПСФ:

$$\sum_{\rho: \mathcal{E}_\rho > 0} \mathcal{E}_\rho^k (|T_\rho|^2 - (-1)^k |T_\rho^\dagger|^2) = (T^\dagger \widetilde{T^+}) \begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{D} \\ \mathcal{D}^* & \mathcal{A}^* \end{pmatrix}^k \begin{pmatrix} T \\ -T^{+*} \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Для ГТ-операторов перехода  $\left( T = \sum_{q=1}^A \sigma_q t_q^- \text{ и } T^\dagger = \sum_{q=1}^A \sigma_q t_q^+ \right)$  отличными от нуля будут только матричные элементы между состояниями  $\Phi_0$  и  $a_j^\dagger a_p \Phi_0$ , поэтому из уравнений (23) и (27) для  $k=0$  и  $k=1$  сразу следуют равенства

$$\begin{aligned} S_0^- - S_0^+ |_{\text{SRPA}} &= S_0^- - S_0^+ |_{\text{RPA}}, \\ S_1^- + S_1^+ |_{\text{SRPA}} &= S_1^- + S_1^+ |_{\text{RPA}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Ранее эти соотношения были указаны в [47] и процитированы в [41]. Отметим также, что равенства (28) определяются только спектральными свойствами

систем линейных уравнений ПСФ и «второго» ПСФ и не зависят от конкретного выбора гамильтониана остаточного взаимодействия и от используемых волновых функций одночастичных состояний. Для справедливости равенств (28) необходимо только, чтобы матрица  $\begin{pmatrix} A & D \\ D^* & A^* \end{pmatrix}$ , стоящая в левой части (26), была положительно определенной [46].

В ядрах с большим избытком нейтронов  $S_0^+ \ll S_0^-$ . Например, расчеты в рамках ПСФ показывают, что в  $^{90}\text{Zr}$   $S_0^+$  составляет меньше 10% от  $S_0^-$ . Поэтому из точных соотношений (28), отбросив малые  $S_0^+$  и  $S_1^+$ , получаем

$$S_0^-|_{\text{SRPA}} \approx S_0^-|_{\text{RPA}}, \quad S_1^-|_{\text{SRPA}} \approx S_1^-|_{\text{RPA}}. \quad (29)$$

В работе [48] доказано, что соотношения (29) будут точными в задаче фрагментации, в которой влияние сложных конфигураций учитывается добавлением в волновые функции возбужденных состояний двух- (и более) фононных компонентов. При этом волновая функция основного состояния остается неизменной, а при вычислении матричных элементов между основным и возбужденным состояниями принимаются в расчет только переходы из основного состояния в однофононные части возбужденных состояний, т. е. рассматривается фрагментация однофононных состояний по состояниям более сложной природы. Расчеты, выполненные в [49], показали, что учет двухфононных компонентов волновых функций возбужденных состояний не приводит к сдвигу заметной части силы ГТ-переходов в область высоких энергий возбуждения. Этот результат полностью согласуется с соотношениями

$$S_0^-|_{\text{RPA}} = S_0^-|_{\text{fragm}} \quad \text{и} \quad S_1^-|_{\text{RPA}} = S_1^-|_{\text{fragm}}.$$

Одновременное сохранение полной силы переходов,  $S_0^-$ , и средней энергии возбуждения,  $S_1^-/S_0^-$ , при переходе от ПСФ ко «второму» ПСФ [43] или к задаче фрагментации [49] имеет важное следствие для проблемы исчезновения силы ГТ-переходов. Если под влиянием взаимодействия между «простыми» и «сложными» конфигурациями часть силы переходов сдвинется в область больших энергий возбуждения, то неизбежно заметная часть силы должна перейти на состояния с малыми энергиями возбуждения. В результате, распределение силы переходов в районе самого гигантского резонанса и ниже него, вычисленное с учетом только «простых» конфигураций, полностью изменится. Результаты численных расчетов [43] противоречат этому положению, а в последующей работе [44] утверждается даже, что в случае  $^{90}\text{Zr}$  переход от ПСФ ко «второму» ПСФ увеличивает среднюю энергию ГТ-переходов приблизительно на 6 МэВ, что явно противоречит «законам сохранения» (28) и (29).

Из приведенных рассуждений следует, что перенос силы ГТ-переходов в область высоких энергий возбуждения, подразумеваемый эффектом пропажи

силы в области гигантского резонанса, должен вызываться взаимодействиями между частично-дырочными возбуждениями, а не смешиванием конфигураций типа  $(1p-1h)$  и  $(2p-2h)$ . Большие гамов-теллеровские матричные элементы существуют только между одночастичными состояниями, которые имеют одинаковые радиальные и орбитальные квантовые числа (принадлежат одной главной оболочке), но эти состояния имеют сравнительно небольшие энергии возбуждения. Поэтому необходимо, чтобы остаточные взаимодействия смешивали двухквaziчастичные состояния, в которых квазичастицы принадлежат одной главной оболочке ( $\Delta N = 0$ ), с двухквaziчастичными состояниями, содержащими квазичастицы из разных главных оболочек ( $\Delta N \geq 2$ ). Поэтому из самого факта существования эффекта подавления силы ГТ-переходов следует, что остаточные силы между нуклонами обязательно имеют характерное свойство: они должны приводить к взаимодействию между двухквaziчастичными (частично-дырочными) состояниями с  $\Delta N = 0$  и  $\Delta N \geq 2$ .

В работе [49] радиальный формфактор одночастичных операторов  $M_{LJ}(q)$  остаточного взаимодействия (13) был выбран в виде  $f_L(r) = f_{LJ}(r) = r^L$ . С таким формфактором взаимодействие (13) в спин-спиновом канале ( $L = 0, J = 1$ ) совпало с  $(\sigma, \sigma)$ -силами, которые были использованы авторами [39]. Расчеты в ПСФ с таким взаимодействием [39, 49] показали, что при определенных значениях  $\kappa_1^{01}$  всегда удается правильно воспроизвести положение гигантского ГТ-резонанса, но при этом практически вся сила ГТ-переходов приходится на области гигантского ГТ-резонанса и ниже его. С ростом абсолютного значения  $\kappa_1^{01}$  энергия ГТ-резонанса и доля всей силы переходов, сосредоточенная в нем, увеличиваются. Таким образом, с такими остаточными взаимодействиями в рамках ПСФ одновременно не удастся правильно описать распределение силы ГТ-переходов в области гигантского резонанса и при малых энергиях возбуждений и добиться смещения значительной части силы переходов в область больших энергий. Сходные результаты были получены в расчетах на основе модели конечных ферми-систем [50], в которой были использованы  $\delta$ -силы, дополненные взаимодействием, воспроизводящим однопионный обмен, и в работах [43, 44], в которых в качестве остаточного взаимодействия было выбрано реалистическое взаимодействие, построенное на основе  $G$ -матрицы. То, что во всех упомянутых работах не удалось воспроизвести эффект исчезновения силы ГТ-переходов, связано с тем, что все эти взаимодействия не смешивают частично-дырочные возбуждения с  $\Delta N = 0$  и  $\Delta N \geq 2$  (или смешивают их недостаточно сильно).

Если в операторах  $M_{LJ}(q)$  остаточного взаимодействия (13) положить  $f_J(r) = f_{LJ}(r) = \frac{dU(r)}{dr}$  (см. [51]), где  $U(r)$  — центральная часть одночастичного оболочечного потенциала, то согласно расчетам, выполненным в [52, 53], для ядер  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{120,124}\text{Sn}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , начиная с некоторых значений константы эффективного взаимодействия  $\kappa_1^{01}$ , формируется

коллективное ГТ-состояние, расположенное выше обычного ГТ-резонанса. Это состояние состоит из двухквaziчастичных состояний, в которых нейтронная и протонная квазичастицы принадлежат разным главным оболочкам. Матричный элемент оператора  $\sigma t^-$  между такими одночастичными волновыми функциями может отличаться от нуля только из-за нарушения ортогональности между нейтронными и протонными одночастичными состояниями с разными радиальными квантовыми числами, вызванного различиями в одночастичных потенциалах для нейтронов и протонов. С ростом модуля эффективной константы остаточного взаимодействия это коллективное состояние вбирает в себя все большую часть ГТ-силы и постепенно смещается в область более высоких энергий возбуждения. Это происходит благодаря усиливающемуся взаимодействию между частично-дырочными  $1^+$ -переходами с  $\Delta N = 0$  и  $\Delta N \geq 2$ . Новые коллективные состояния имеют энергии возбуждения выше 30 МэВ. При этом гигантский ГТ-резонанс теряет часть силы переходов и его энергия незначительно увеличивается. Такая «стабильность» положения гигантского ГТ-резонанса объясняется появлением в секулярном уравнении ПСФ дополнительных двухквaziчастичных полюсов, расположенных при больших энергиях, чем двухквaziчастичные состояния, формирующие этот резонанс. Полная сила переходов  $\sigma t^-$  меняется незначительно и ограничена снизу величиной  $3(N - Z)$ .

На рис. 2 представлены результаты расчетов силовой функции переходов  $\sigma t^-$  в  $^{90}\text{Zr}$ . По оси ординат отложена бегущая сумма

$$S^-(E) \equiv \sum_{k: E_k \leq E} B_k^-(\text{GT}),$$

вычисленная для нескольких значений эффективных констант остаточных взаимодействий  $\kappa_1^{01}$  и  $\kappa_1^{21}$ . Кривая 1 соответствует значениям  $\kappa_1^{01} = \kappa_1^{21} = -0,23/A$ , кривая 2 представляет  $\kappa_1^{01} = \kappa_1^{21} = -0,33/A$ , и кривая 3 —  $\kappa_1^{01} = \kappa_1^{21} = -0,43/A$ . Толстая серая линия показывает сглаженные экспериментальные значения  $S^-(E)$ , взятые из работы [40] (рис. 12, кривая DWIA с одночастичными функциями Саксона–Вудса). Из рис. 2 видно, что учет взаимодействия частично-дырочных  $1^+$ -возбуждений внутри одной главной оболочки с  $(\Delta N \geq 2)$ -возбуждениями позволяет правильно воспроизвести основные черты распределения силы ГТ-переходов. Расчеты показывают, что при таком выборе константы  $\kappa_1^{21}$  спин-квадрупольные взаимодействия практически не оказывают влияния на силовую функцию переходов  $\sigma t^-$ .

Факт обнаружения силы ГТ-переходов в области энергий возбуждения до 50 МэВ подтверждает предположение о том, что возбуждение конфигурации  $\Delta$ -изобара–нуклонная дырка практически не участвует в переносе силы переходов на высоковозбужденные состояния. В противном случае следовало бы ожидать, что сила переходов будет распределена в области энергий возбуждения вплоть до 270–300 МэВ.

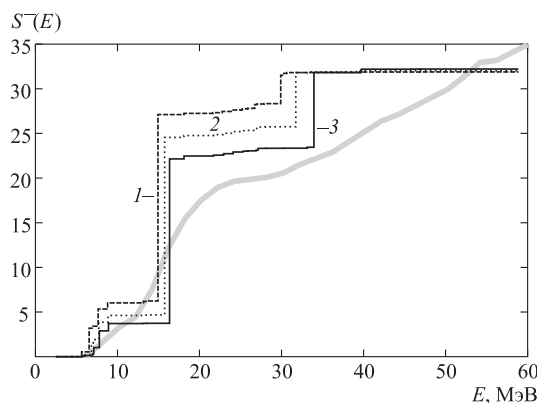


Рис. 2. Распределение силы  $\sigma t^-$ -переходов в  $^{90}\text{Zr}$ . Кривые 1–3 представляют результаты расчетов, выполненных с разными значениями эффективных констант остаточного взаимодействия. Толстая серая линия показывает сглаженные экспериментальные значения  $S^-(E)$ , взятые из работы [40]

Изложенные результаты позволяют сделать следующее заключение об особенностях остаточного взаимодействия в спин-изоспиновом канале. Само существование эффекта «исчезновения» силы ГТ-переходов указывает на то, что в спин-изоспиновом канале неизбежно присутствует интенсивное взаимодействие между частично-дырочными возбуждениями с  $\Delta N = 0$  и  $\Delta N \geq 2$ .

Поскольку извлечение спиновых матричных элементов из сечений реакций  $(p, n)$  представляет собой сложную и не решенную до конца задачу [54, 55], интересно выяснить как взаимодействие, смешивающее  $\Delta N = 0$  и  $\Delta N \geq 2$ , будет проявлять себя в других зарядово-обменных процессах, в том числе и в поглощении мюонов. Поэтому расчеты скоростей  $\mu$ -захвата мы будем проводить, используя два варианта радиальной зависимости одночастичных операторов остаточного взаимодействия (13). Первый вариант приводит к образованию высоколежащих коллективных состояний, на которые может приходиться значительная часть силы  $\sigma t^-$ -переходов,

$$f_J(r) = f_{LJ}(r) = \frac{dU(r)}{dr}, \quad (30)$$

где  $U(r)$  — центральная часть одночастичного оболочечного потенциала, и второй вариант

$$f_J(r) = r^J \quad \text{и} \quad f_{LJ}(r) = r^L, \quad (31)$$

который не обеспечивает этого эффекта.

**3.3. Полные скорости захвата мюонов сферическими ядрами.** Результаты расчетов полных скоростей ОЗМ показаны на рис. 3, на котором ясно видно, что для тяжелых ядер теоретические скорости ОЗМ заметно превышают экспериментальные значения. Для среднетяжелых ядер расчеты с обоими вариантами остаточных взаимодействий дают близкие результаты, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. С ростом массового числа различия между теоретическими и экспериментальными полными

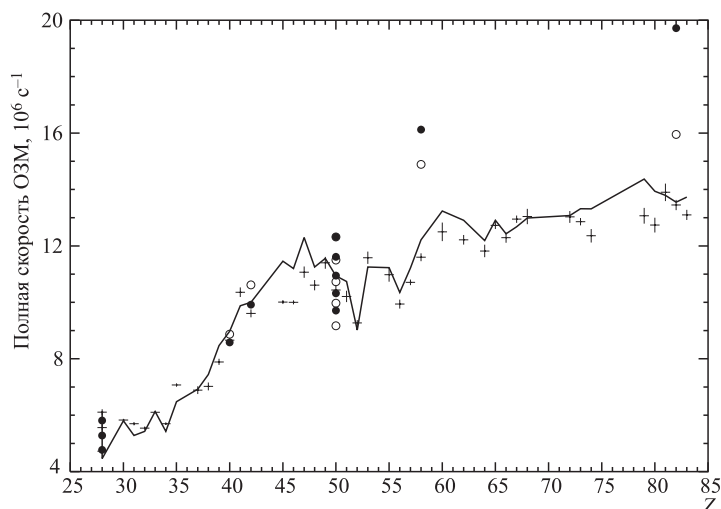


Рис. 3. Полные скорости захвата мюонов. + — экспериментальные данные, взятые из [56] (длина вертикальных отрезков соответствует экспериментальным ошибкам); ● — результаты расчетов с взаимодействием (30); ○ — результаты расчетов с взаимодействием (31). Сплошная линия показывает скорости ОЗМ, вычисленные по феноменологической формуле [23] с параметрами, определенными в [56]

скоростями ОЗМ увеличиваются. Поэтому полезно сопоставить теоретические скорости ОЗМ, вычисленные с разными остаточными взаимодействиями и при нескольких значениях  $\kappa_1^{LJ}$ . Сделаем это на примере ядер  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Результаты расчетов скоростей ОЗМ ядром  $^{90}\text{Zr}$  даны в табл. 3 и на рис. 4. Для естественной смеси изотопов Zr экспериментальное значение  $\Lambda_{\text{tot}} = 86,6 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$  [56]. Таким образом, расчет неплохо воспроизводит экспериментальные данные. Отметим также, что чувствительность полных скоростей к  $g_P/g_A$  невелика, например, в  $^{90}\text{Zr}$  при увеличении  $g_P/g_A$  от 4,0 до 12,0 теоретическая  $\Lambda_{\text{tot}}$  уменьшается от  $85,5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$  до  $76,8 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ .

Расчеты показывают, что вклад скоростных матричных элементов ( $[1wip]$  и  $[0wip]$ ) в полную скорость ОЗМ незначителен. Отбрасывание скоростных

Таблица 3. Скорости ОЗМ (в  $10^5 \text{ с}^{-1}$ ) ядром  $^{90}\text{Zr}$ , просуммированные по состояниям с определенными  $J^\pi$ . Вторые строки показывают относительные вклады в  $\Lambda_{\text{tot}}$  (в %)

$\kappa_1^{LJ} A$	Конечные состояния, $J^\pi$								Полная скорость
	0 <sup>+</sup>	0 <sup>-</sup>	1 <sup>+</sup>	1 <sup>-</sup>	2 <sup>+</sup>	2 <sup>-</sup>	3 <sup>+</sup>	3 <sup>-</sup>	
0,00	4,9	3,6	24,3	43,4	15,2	19,3	11,6	3,3	125,6
	3,9	2,8	19,3	34,6	12,1	15,4	9,2	2,6	100,0
$f(r) = dU/dr$									
-0,23	5,3	2,2	28,3	27,3	8,5	12,3	5,5	1,4	90,8
	5,9	2,5	31,2	30,0	9,3	13,5	6,0	1,6	100,0
-0,33	5,3	2,2	29,1	25,1	7,4	11,2	4,4	1,2	85,8
	6,2	2,5	33,9	29,2	8,6	13,1	5,2	1,4	100,0
-0,43	5,3	2,2	29,9	23,5	6,6	10,5	3,7	1,0	82,8
	6,4	2,6	36,1	28,4	8,0	12,7	4,5	1,2	100,0
$f_L(r) = r^L$									
-23,0	4,7	1,9	23,4	27,2	10,2	12,2	7,1	1,9	88,7
	5,3	2,2	26,4	30,6	11,5	13,8	8,0	2,2	100,0
-25,0	4,7	1,9	23,2	27,2	10,0	11,8	6,9	1,9	86,9
	5,5	2,2	26,7	26,5	11,5	13,6	7,9	2,2	100,0
-28,0	4,7	1,8	23,0	25,7	9,6	11,3	6,5	1,8	84,4
	5,6	2,1	27,2	30,4	11,4	13,4	7,8	2,1	100,0

матричных элементов увеличивает  $\Lambda_{\text{tot}}$  в  $^{90}\text{Zr}$  примерно на процент. Таким образом, прямое вычисление не подтверждает оценку, данную в [29], согласно которой вклад зависящих от скорости матричных элементов в  $\Lambda_{\text{tot}}$  составляет от 12 до 16 %.

Из табл. 3 видно, что основной вклад в полные скорости ОЗМ вносят переходы с переворотом спина (ГТ-, спин-дипольные, спин-квадрольные операторы).

Результаты расчетов скоростей ОЗМ ядром  $^{208}\text{Pb}$  представлены в табл. 4 и на рис. 5. Сразу отметим, что  $\Lambda_{\text{tot}}$ , вычисленные с остаточными взаимодействиями (31), меньше скоростей, полученных с взаимодействием (30). В основном, различия в полных скоростях возникают из-за переходов, населяющих высоковозбужденные  $1^\pm$ -состояния. Эти состояния играют заметную роль в расчетах ОЗМ с силами (30) и практически отсутствуют при использовании взаимодействий (31). В  $^{208}\text{Pb}$  экспериментальные энергии коллективных изобар-аналоговых состояний (ИАС) и ГТ( $\sigma t^-$ )-состояний хорошо воспроизводятся расчетами с взаимодействием (31). При  $\kappa_1^0 = -28,0/A$  энер-



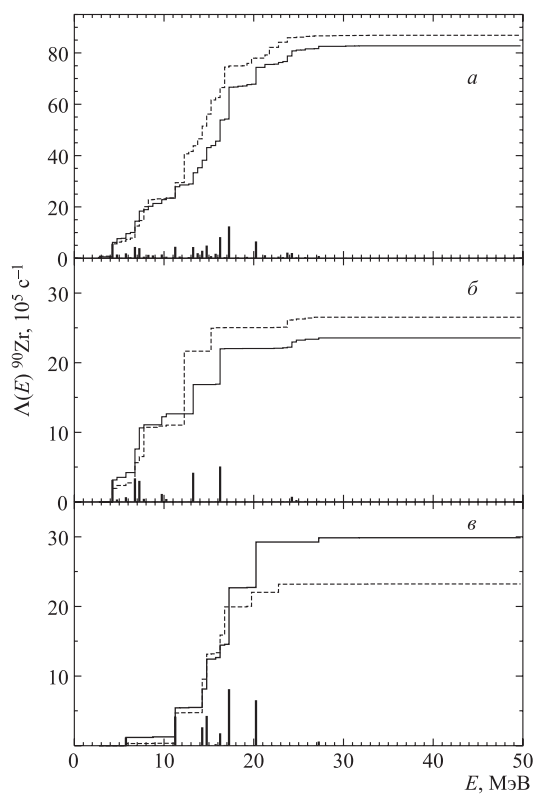


Рис. 4. Скорости ОЗМ ядром  $^{90}\text{Zr}$   $\left( \Lambda(E) = \sum_{k: E_k < E} \Lambda(E_k) \right)$ . Сплошными линиями показаны результаты расчетов с взаимодействием (30); пунктирными — с взаимодействием (31); а) по всем  $J^\pi$ ; б)  $1^-$ -состояние; в)  $1^+$ -состояние

гия ИАС получается равной 18,94 МэВ, а при  $\kappa_1^{01} = -23,0/A$  энергия ГТ-резонанса равняется 19,71 МэВ. Соответствующие экспериментальные значения — 18,8 [57] и 19,2 МэВ. При этом более 80 % всей силы ГТ-переходов расположено в максимуме резонанса. Расчеты с взаимодействием (30) показывают, что при  $\kappa_1^{01} = -0,43/A$  энергия коллективного  $1^+$ -состояния получается равной 16,85 МэВ. При этом в области резонанса находится около половины всей силы ГТ-переходов, а более 30 % ее сдвигаются на состояния  $1^+$ , расположенные при больших энергиях возбуждений. Эти высоковозбужденные  $1^+$ -состояния ответственны также за то, что энергия гигантского ГТ-резонанса останется меньше 18 МэВ даже при удвоении  $|\kappa_1^{01}|$ . Впрочем,

Таблица 4. Скорости ОЗМ (в  $10^5 \text{ с}^{-1}$ ) ядром  $^{208}\text{Pb}$ , просуммированные по состояниям с определенными спинами и четностями,  $J^\pi$ . Вторые строки показывают относительный вклад в  $\Lambda_{\text{tot}}$  (в %)

$\kappa_1^{LJA}$	Конечные состояния, $J^\pi$								Полная скорость
	0 <sup>+</sup>	0 <sup>-</sup>	1 <sup>+</sup>	1 <sup>-</sup>	2 <sup>+</sup>	2 <sup>-</sup>	3 <sup>+</sup>	3 <sup>-</sup>	
$f(r) = dU/dr$									
-0,23	15,7	3,1	70,5	33,8	29,7	29,5	10,4	5,8	198,6
	7,9	1,6	35,5	17,0	15,0	14,9	5,2	2,9	100,0
-0,33	15,7	2,7	72,5	33,1	26,9	31,8	9,5	4,9	197,2
	8,0	1,4	36,8	16,8	13,7	16,1	4,8	2,5	100,0
-0,43	15,7	2,4	71,9	32,6	25,0	33,2	9,0	4,3	194,2
	8,1	1,2	37,0	16,8	12,9	17,1	4,6	2,2	100,0
$f_L(r) = r^L$									
-23,0	13,5	2,8	46,9	23,8	33,7	19,9	11,0	8,0	159,5
	8,5	1,7	29,4	14,9	21,1	12,4	6,9	5,0	100,0
-25,0	13,5	2,6	46,7	23,3	33,0	19,8	10,7	7,8	157,4
	8,6	1,7	29,7	14,8	21,0	12,6	6,8	5,0	100,0
-28,0	13,5	2,4	46,5	22,6	32,0	19,6	10,3	7,5	154,5
	8,7	1,6	30,1	14,7	20,7	12,7	6,7	4,9	100,0

в расчетах [43] положение ГТ-резонанса, вычисленное в ПСФ, также оказалось меньше экспериментального значения. Кроме того, нами был выполнен расчет с одночастичными энергиями и волновыми функциями, вычисленными по методу Хартри–Фока с силами Скирма. Для этой цели была использована программа HAFOMN, опубликованная в [58]. Расчет в ПСФ с одночастичными энергиями и волновыми функциями, полученными в методе Хартри–Фока, и с взаимодействием (30) при указанных константах  $\kappa_1^{01}$  и  $\kappa_1^{21}$  правильно воспроизводит энергию ГТ-резонанса, при этом также образуются высоколежащие состояния  $1^+$ , на которые приходится значительная часть всей силы  $\sigma t^-$ -переходов.

Экспериментальное значение  $\Lambda_{\text{tot}}$  в  $^{208}\text{Pb}$  равно  $135 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  [56]. Таким образом, теоретические значения, полученные с каждым из рассмотренных остаточных взаимодействий, сильно завышают полную скорость. Однако остаточные взаимодействия, которые обеспечивают возникновение высоколежащих коллективных состояний, дают наибольшее различие между теоретическими и экспериментальными полными скоростями ОЗМ. Полные скорости, вычисленные с хартри-фоксовскими одночастичными энергиями и волновыми функциями и с взаимодействием (30), оказались чуть выше ско-

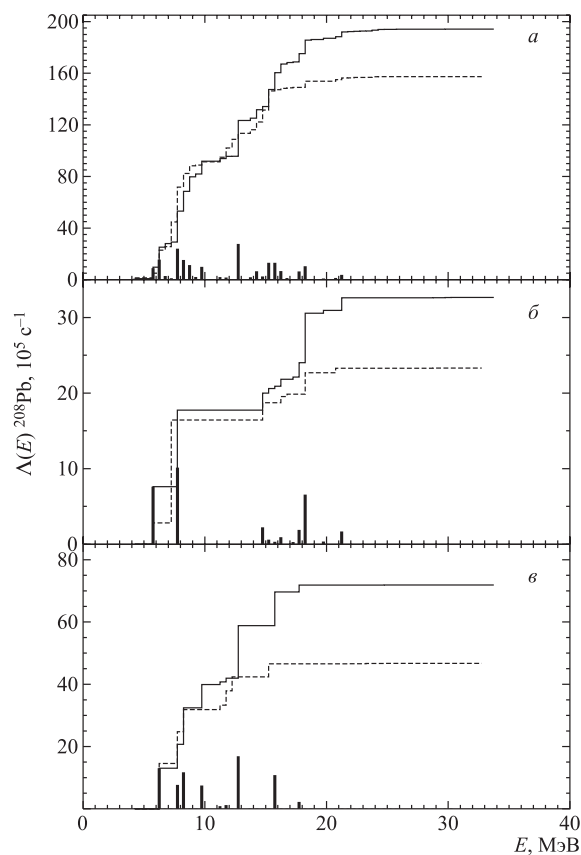


Рис. 5. Скорости ОЗМ ядром  $^{208}\text{Pb}$ . Сплошными линиями показаны результаты расчетов с взаимодействием (30); пунктирными — с взаимодействием (31); а) по всем  $J^\pi$ ; б)  $1^-$ -состояние; в)  $1^+$ -состояние

ростей, полученных с тем же взаимодействием и одночастичными спектрами потенциалов Саксона–Вудса.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Сравнение энергетически-взвешенных моментов силовых функций, вычисленных в обычном и втором приближениях случайных фаз, показывает, что возможный перенос значительной части силы частично-дырочных переходов в область высоких энергий возбуждения, вызванный взаимодействием между конфигурациями  $(1p-1h)$  и  $(2p-2h)$ , обязательно должен сопровождаться резким увеличением силы, приходящейся на состояния с ма-

лыми энергиями возбуждения и уменьшением этих энергий. Возникающая при этом теоретическая силовая функция ГТ-переходов полностью противоречит экспериментальным данным. Поэтому эффект подавления силы ГТ-переходов должен теоретически воспроизводиться за счет взаимодействия между частично-дырочными состояниями. При этом из существования эффекта подавления силы ГТ-переходов следует, что остаточные спин-изоспиновые взаимодействия должны интенсивно перемешивать частично-дырочные возбуждения между разными главными оболочками. Такая особенность остаточных взаимодействий должна проявляться и в других процессах, сопровождаемых спин-изоспиновыми переходами.

2. Показано, что захват мюонов атомными ядрами происходит, в основном, благодаря спин-мультипольным ядерным переходам. Поэтому представляет значительный интерес вопрос о том, каким образом различные остаточные ядерные взаимодействия сказываются на теоретических полных скоростях ОЗМ. Из приведенных в обзоре данных следует, что в области средних ядер ( $^{58,60,62}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116-124}\text{Sn}$ ) расчеты с разными остаточными взаимодействиями дают практически одинаковые значения полных скоростей ОЗМ, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. В тяжелых ядрах ( $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ ) теоретические полные скорости ОЗМ зависят от использованных в расчетах остаточных взаимодействий, и при этом значительно превышают экспериментальные значения. Наибольшее различие между теорией и экспериментом получается при использовании того остаточного взаимодействия, которое позволяет воспроизвести перемещение силы ГТ-резонансов в область высоких энергий возбуждения. Таким образом, в области тяжелых ядер данные об основных чертах распределения силы ГТ-переходов по энергиям возбуждения, полученные напрямую из сечений реакций  $(p, n)$  и  $(n, p)$  и косвенно (через остаточные взаимодействия) из полных скоростей ОЗМ, противоречат друг другу.

3. Сопоставление характеристик изовекторных переходов  $0^+ \rightarrow 1^+$ , наблюдаемых в реакциях  $^{28}\text{Si}(\mu, \nu_\mu)^{28}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}(e, e')^{28}\text{Si}$  и  $^{28}\text{Si}(p, n)^{28}\text{P}$ , показывает, что расчеты с «преобразованными» волновыми функциями хорошо воспроизводят экспериментальные значения парциальных скоростей ОЗМ, приведенных вероятностей магнитных дипольных переходов, но значительно переоценивают приведенные вероятности ГТ-переходов.

Проведенный анализ говорит о том, что данные об основных чертах распределения силы ГТ-переходов по энергиям возбуждения, полученные из реакций типа  $(p, n)$  и  $(n, p)$  и из скоростей ОЗМ, противоречат друг другу.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Osterfeld F.* Nuclear spin and isospin excitations // *Rev. Mod. Phys.* 1992. V. 64, No. 2. P. 491.
2. *Mukhopadhyay N.* Nuclear muon capture // *Phys. Rep.* 1977. V. 30C, No. 1. P. 1–144.

3. *Towner I. S., Hardy J. C.* Currents and their couplings in the weak sector of the Standard Model // *The Nucleus as a Laboratory for Studying Symmetries and Fundamental Interactions* / Eds. E. M. Henley, W. C. Haxton. Singapore; New Jersey; London; Hong Kong, 1995. P. 183–249.
4. *Measday D. F.* The nuclear physics of muon capture // *Phys. Rep.* 2001. V. 354, No. 3. P. 243–409.
5. *Morita M., Fujii A.* Theory of allowed and forbidden transitions in muon capture reactions // *Phys. Rev.* 1960. V. 118, No. 2. P. 606–618.
6. *Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А.* Поглощение мезонов атомными ядрами. М.: Атомиздат, 1978. 296 с.
7. *Пустовалов Г. Е.* Энергетические уровни и приближенные волновые функции мезоатомов // *ЖЭТФ.* 1959. Т. 36, № 5. С. 1806–1817.
8. *Johnson B. L. et al.* Observables in muon capture on  $^{23}\text{Na}$  and the effective weak couplings  $\tilde{g}_a$  and  $\tilde{g}_p$  // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 54, No. 5. P. 2714–2731.
9. *Ejiri H.* Nuclear spin isospin responses for low-energy neutrinos // *Phys. Rep.* 2000. V. 338, No. 3. P. 265–351.
10. *Cohen S., Kurath D.* Effective interactions for the  $1p$  shell // *Nucl. Phys.* 1965. V. 73, No. 1. P. 1–24.
11. *Brown B. A., Wildenthal B. H.* Experimental and theoretical Gamow–Teller beta-decay observables for the  $sd$ -shell nuclei // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1985. V. 33. P. 347–404.
12. *Etchegoyen A., Brown B. A., Rae W. D. M.* MSUCL Report Number 524. Michigan, 1984.
13. *Goringe T. P. et al.* Measurements of partial muon capture rates in  $1s$ - $0d$  shell nuclei // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 60, No. 5. P. 055501-1–055501-15.
14. *Wildenthal B. H.* Empirical strengths of spin operators in nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1984. V. 11. P. 5–51.
15. *Miller G. H. et al.*  $\gamma$ -Neutrino angular correlations in muon capture // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 29, No. 17. P. 1194–1198.
16. *Brudanin V. et al.* Measurement of the induced pseudoscalar form factor in the capture of polarized muons by Si nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 587, No. 4. P. 577–595.
17. *Moftah B. A. et al.* Muon capture in  $^{28}\text{Si}$  and  $g_p/g_a$  // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 395, No. 3–4. P. 157–162.
18. *Briancon Ch. et al.* The spin-neutrino correlation revisited in  $^{28}\text{Si}$  muon capture: a new determination of the induced pseudoscalar coupling  $g_P/g_A$  // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 671. P. 647.
19. *Endt P. M., Booten J. G. L.* The shell model for  $T = 0$  and  $T = 1$  states in the middle of the  $sd$  shell // *Nucl. Phys. A.* 1993. V. 555, No. 3. P. 499–540.
20. *Бошутц Е. и др.* Расчет коэффициентов угловой корреляции при захвате мюонов ядром  $^{28}\text{Si}$  в рамках современной оболочечной модели. Сообщение ОИЯИ Р4-94-427. Дубна, 1994. 14 с.
21. *Endt P. M.* Energy levels of  $A = 21$ – $44$  nuclei (VII) // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 521. P. 1–400.
22. *Кузьмин В. А., Тетерева Т. В.* Свойства изовекторных  $1^+$ -состояний в ядрах с  $A = 28$  и ядерный захват мюонов // *ЯФ.* 2000. Т. 63, вып. 11. С. 1966–1977.
23. *Goulard B., Primakoff H.* Nuclear muon-capture sum rules and mean nuclear excitation energies // *Phys. Rev. C.* 1974. V. 10, No. 5. P. 2034–2044.
24. *Navarro J. et al.* Total muon capture rates for  $N = Z$  nuclei in the  $1p$  shell // *Nucl. Phys. A.* 1987. V. 375, No. 3. P. 361–380.
25. *Chiang H. C., Oset E., Fernández de Córdoba P.* Muon capture revisited // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 510, No. 4. P. 591–608.

26. *Fearing H. W., Welsh M. S.* Radiative muon capture in medium heavy nuclei in a relativistic mean field theory model // *Phys. Rev. C.* 1992. V. 46, No. 5. P. 2077–2089.
27. *Бунатян Г. Г.* // *ЯФ.* 1966. Т. 3. С. 613.
28. *Auerbach N., Zamick L., Klein A.* RPA calculations of isovector spin-flip excitations // *Phys. Lett. B.* 1982. V. 118. P. 256–260;  
*Auerbach N., Klein A.* A microscopic theory of muon capture in nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 422. P. 480–500.
29. *Urin M. G., Vyazankin O. N.* Main characteristics of muon capture in medium and heavy nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1992. V. 537, No. 3–4. P. 534–550.
30. *Кузьмин В. А., Тетерева Т. В., Эрамжян Р. А.* Спин-изоспиновые возбуждения и поглощение мюонов сложными ядрами // *ЯФ.* 1999. Т. 62, вып. 6. С. 975–982.
31. *Kolbe E., Langanke K., Vogel P.* Muon capture on nuclei with  $N > Z$ , random phase approximation, and in-medium value of the axial-vector coupling constant // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62, No. 5. P. 055502-1–055502-4.
32. *Кузьмин В. А., Тетерева Т. В., Юнкер К.* Расчеты полных скоростей захвата мюонов сложными ядрами // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2001. Т. 65, вып. 1. С. 40–45.
33. *Kuz'min V. A. et al.* Microscopic calculation of total ordinary muon capture rates for medium-weight and heavy nuclei // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2002. V. 28. P. 665–686.
34. *Соловьев В. Г.* Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971. 559 с.
35. *Ikeda K., Fujii S., Fujita J. I.* On resonance peaks in the  $(p, n)$  reactions // *Phys. Lett.* 1962. V. 2, No. 4. P. 169–171;  
*Ikeda K., Fujii S., Fujita J. I.* The  $(p, n)$  reactions and beta decays // *Phys. Lett.* 1963. V. 3, No. 3. P. 271–272.
36. *Doering R. R. et al.* Observation of giant Gamow–Teller strength in  $(p, n)$  reactions // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 35, No. 25. P. 1691–1693.
37. *Bainum D. E. et al.* Observation of giant particle-hole resonances in  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44, No. 26. P. 1751–1754.
38. *Goodman C. D. et al.* Gamow–Teller matrix elements from  $0^{\circ}(p, n)$  cross sections // *Ibid.* P. 1755–1759.
39. *Gaarde C. et al.* Excitation of giant spin-isospin multipole vibrations // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 369, No. 2. P. 258–280.
40. *Wakasa T. et al.* Gamow–Teller strength of  $^{90}\text{Nb}$  in the continuum studied via multipole decomposition analysis of the  $^{90}\text{Zr}(p, n)$  reaction at 295 MeV // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55, No. 6. P. 2909–2922.
41. *Drożdż S. et al.* The nuclear response within extended RPA theories // *Phys. Rep.* 1990. V. 197, No. 1. P. 1–65.
42. *Bertsch G., Hamamoto I.* Gamow–Teller strength at high excitations // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 26, No. 3. P. 1323–1326.
43. *Drożdż S. et al.* Giant Gamow–Teller resonances in nuclei described with realistic two-body interactions // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 166, No. 1–2. P. 18–22.
44. *Drożdż S. et al.* Damping of the giant spin-flip dipole and spin-flip quadrupole charge exchange modes in  $^{90}\text{Zr}$  // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 189, No. 3. P. 271–276.
45. *Rowe D. J.* Equations-of-motion method and the extended shell model // *Rev. Mod. Phys.* 1968. V. 40, No. 1. P. 153–166.

46. Lane A.M., Martorell J. The random phase approximation: its role in restoring symmetries lacking in the Hartree–Fock approximation // *Ann. Phys.* 1980. V. 129, No. 2. P. 273–302.
47. Adashi S., Lipparini E. Sum rules in extended RPA theories // *Nucl. Phys. A.* 1988. V. 489, No. 3. P. 445.
48. Кузьмин В. А. Энергетически-взвешенные моменты в задачах фрагментации // *ТМФ.* 1987. Т. 70, вып. 2. С. 315–319.
49. Kuz'min V. A., Soloviev V. G. Fragmentation of the Gamow–Teller resonance in spherical nuclei // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1984. V. 10, No. 11. P. 1507–1522.
50. Пятков Н. И., Фаянс С. А. Зарядово-обменные возбуждения ядер // *ЭЧАЯ.* 1983. Т. 14, вып. 4. С. 953–1019.
51. Вдовин А. И., Соловьев В. Г. Квазичастично-фононная модель ядра. III. Однофононные состояния в сферических ядрах // *ЭЧАЯ.* 1983. Т. 14, вып. 2. С. 237–285.
52. Кузьмин В. А. Высоколежащие гамов-теллеровские состояния в сферических ядрах // *ЯФ.* 1995. Т. 58, вып. 4. С. 418–421.
53. Junker K., Kuz'min V. A., Teterova T. V. Gamow–Teller strength function in spherical nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 5, No. 1. P. 37–42.
54. Taddeucci T. N. et al. The  $(p, n)$  reaction as a probe of beta decay strength // *Nucl. Phys. A.* 1987. V. 469, No. 1. P. 125.
55. Goodman C. D. et al. Data analysis techniques for extracting Gamow–Teller strengths from  $0^\circ$   $(p, n)$  data // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2001. V. 462, No. 3. P. 545.
56. Suzuki T., Measday D. F., Roalsvig J. P. Total nuclear capture rates for negative muons // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35, No. 6. P. 2212–2224.
57. Courtney W. J., Fox J. D. Experimental Coulomb displacement energies between analog energy levels of isobaric nuclei with  $A = 3$  to  $A = 238$  // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1975. V. 15, No. 1. P. 141–187.
58. Reinhard P.-G. *Computational Nuclear Physics* / Eds. K. Langanke, J. A. Maruhn, S. E. Koonin. Springer-Verlag, 1990. V. 1.
59. Fujita Y. et al. Isospin and spin-orbital structures of  $J^\pi = 1^+$  states excited in  $^{28}\text{Si}$  // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55, No. 3. P. 1137–1145.
60. von Neumann-Cosel P. et al. Enhancement of the isovector  $M1$  strength in  $^{28}\text{Si}$  due to meson exchange currents // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55, No. 1. P. 532–534.