

## РЕЛАКСАЦИЯ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

М. Г. Урин

Московский инженерно-физический институт, Москва

Сформулирована оптико-оболочечная модель ядерных реакций, в которой отвечающие гигантским резонансам простые конфигурации описываются с помощью оболочечной модели с точным учетом одночастичного континуума, а связь простых конфигураций с многочастичными учитывается в среднем с помощью феноменологической оптической модели. Оптико-оболочечная модель применена к количественному анализу некоторых релаксационных параметров различных гигантских резонансов в жестких сферических ядрах.

Shell optical model of the nuclear reactions has been formulated. In this model the simple configurations corresponding to the giant resonances are described using shell model with the exact continuum, while coupling of the simple configurations with the manypartical ones is described in the average with the help of phenomenological optical model.

Shell optical model has been applied to the quantitative analyses of a some parameters of the different giant resonances in the close-shell spherical nuclei,

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования гигантских резонансов (ГР) составляют содержание интенсивно развивающегося раздела физики ядра. Среди проблем этого раздела — теоретическая интерпретация релаксационных параметров ГР, таких как полная и парциальные ширины ГР, разного рода силовые функции. Факт существования гигантских резонансов — бесспорное проявление оболочечной структуры ядра. В оболочечной модели гигантским резонансам сопоставляются коллективные возбуждения типа частица-дырка с различными значениями «проносимого» момента  $L$  и изоспина  $T$ . Экспериментально наиболее четко проявляются ГР со значениями  $L = 0; 1; 2$  и  $T = 0; 1$ . Систематика параметров мультипольных гигантских резонансов (МГР) с  $T_3 = 0$  в среднетяжелых ядрах (энергия, полная ширина, правило сумм) приведена в [1], систематика параметров аналоговых резонансов (АР) — в [2], систематика параметров гамма-теллеровских резонансов (ГТР) — в [3].

Описание МГР в рамках оболочечной модели с непрерывным спектром (с использованием только частично-дырочного базиса) приводит к так называемой *гросс-структуре*, т. е. к появлению узких пиков в сечениях резонансных реакций, группирующихся вблизи некоторой энергии, которую отождествляют с энергией МГР  $E_G$ . По-видимому, впервые расчеты такого рода были приведены в [4]. Ширина этих пиков, обусловленная одночастичным континуумом, оказалась

заметно меньше полной ширины МГР. В среднетяжелых ядрах четкой гросс-структуры экспериментально не наблюдается, а МГР проявляются как широкие максимумы в сечениях резонансных реакций с шириной  $\Gamma_G \approx 2 \div 8$  МэВ [1]. Аналогичная ситуация имеет место и для ГТР:  $\Gamma_G \approx 2 \div 4$  МэВ [3]. Лишь у АР из-за приближенного сохранения изоспина полная ширина оказалась сравнима с протонной шириной:  $\Gamma_G \approx 0,25$  МэВ [2].

С точки зрения оболочечной модели понятен механизм формирования важнейшего релаксационного параметра ГР — полной ширины. Простые конфигурации, отвечающие данному ГР, за счет ядерного взаимодействия (для АР за счет кулоновского и ядерного взаимодействий) смешиваются с более сложными конфигурациями (2 частицы — 2 дырки, 3 частицы — 3 дырки и т. д.). Таким образом формируются компаунд-состояния в окрестности данного ГР. В сравнительно легких ядрах эти состояния могут проявляться экспериментально как тонкая структура ГР. В среднетяжелых ядрах из-за существенного увеличения плотности компаунд-состояний наблюдаются лишь сечения резонансных реакций, усредненные по энергетическому интервалу  $I \gg d$  ( $d^{-1} \equiv \rho$  — плотность компаунд-резонансов с данным спином и четностью). В этом случае ГР проявляются как широкие максимумы в усредненных сечениях ( $\Gamma_G \gg d$ ). Полная ширина ГР формируется в основном за счет: 1) «распада» на многочастичные конфигурации; 2) дисперсии «силы» ГР, обусловленной гросс-структурой; 3) одночастичного континуума. В теоретическом описании релаксации ГР наиболее продвинуты в настоящее время, по-видимому, два подхода. Первый основан на непосредственной диагонализации оболочечного гамильтониана на более широком, чем частично-дырочном, базисе с использованием мультипольных сил в пренебрежении одночастичным континуумом (квазичастично-фононная модель ядра) [5]. Второй — на использовании оболочечной модели с  $\delta$ -силами и точным учетом одночастичного континуума для описания простых конфигураций, а также оптической модели для описания в среднем связи простых конфигураций с многочастичными [оптико-оболочечная модель ядерных реакций (ОМЯР)] [6, 7]. В настоящем обзоре наряду с формулировкой модели в рамках ОМЯР предложена количественная интерпретация некоторых наблюдаемых следствий релаксации ГР, таких как полная ширина электрических мультипольных гигантских резонансов ( $EL$  — ГР) в сечениях фотопоглощения и безрадиационного захвата мюонов в  $1s$ -состояние; полная и парциальные протонные ширины ГТР; парциальные протонные и релаксационная ширины АР;  $E1$ -радиационный распад нейтронных резонансов. Проведен анализ валентного и невалентного механизмов в формировании парциальных  $E1$ -радиационных силовых функций нейтронных резонансов, а также приведенной силовой функции для  $E1$ -переходов в определенный участок спектра первичных  $\gamma$ -квантов. Последняя величина связана с оценкой интенсивности смешивания компаунд-состояний противоположной четности.

В обзоре изложены результаты работ, выполненных в 1980—1982 гг. группой сотрудников МИФИ В. И. Бондаренко, В. Г. Губой, С. Е. Муравьевым, М. А. Николаевым и автором. Некоторые из этих результатов кратко суммированы в [8, 9].

### 1. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

**Средняя одночастичная функция Грина.** Оптико-оболочечная модель ядерных реакций — определенный вариант оболочечного подхода к теории ядерных реакций [10]. Методы теории конечных ферми-систем [11] (метод функций Грина) весьма удобны для формулировки ООМЯР. Это обстоятельство не случайно, поскольку одночастичная функция Грина для ферми-системы  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \tau = t - t')$  в принципе содержит всю информацию о релаксации одночастичной степени свободы. Введем в рассмотрение одночастичный (оболочечный) гамильтониан  $h_0(\mathbf{r})$  и собственные функции этого гамильтониана  $\varphi_\lambda(\mathbf{r}) : (h_0 - \varepsilon_\lambda) \varphi_\lambda = 0$ , где  $\lambda$  — набор квантовых чисел, характеризующих одночастичные состояния (для дискретного спектра  $\varphi_\lambda$  нормированы на единицу, для непрерывного спектра — на  $\delta$ -функцию от энергии). В выражении для функции Грина  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \tau)$  удобно перейти к фурье-представлению, т. е. к функции  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$  и разложению по системе функций  $\varphi_\lambda(\mathbf{r})$ . Воспользовавшись также спектральным разложением для  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$ , представим эту функцию в виде [11]:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = G^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) + G^{(-)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = \\ = \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}^{*}(\mathbf{r}') \left\{ \sum_c \frac{b_c^{\lambda}}{\varepsilon - \mu^{+} - E_c + i\delta} + \sum_{c'} \frac{\tilde{b}_{c'}^{\lambda}}{\varepsilon - \mu^{-} + E_{c'} - i\delta} \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $\mu^{+} \geq \mu^{-}$  — химические потенциалы;  $E_c (E_{c'})$  — энергии возбужденных состояний системы из  $N + 1$  ( $N - 1$ ) частиц. В частном случае одноквазичастичной модели без спаривания, когда

$$\rho_c b_c^{\lambda} = (1 - n_{\lambda}) \delta(E_c - \varepsilon_{\lambda} + \mu^{+}); \quad \rho_{c'} \tilde{b}_{c'}^{\lambda} = \\ = n_{\lambda} \delta(E_{c'} + \varepsilon_{\lambda} - \mu^{-}), \quad (2)$$

где  $\rho_c$  ( $\rho_{c'}$ ) — плотность состояний с энергией  $E_c$  ( $E_{c'}$ );  $n_{\lambda}$  — числа заполнения. С учетом спаривания, когда  $G = G^{\text{pair}}$ :

$$\rho_c b_c^{\lambda} = u_{\lambda}^2 \delta(E_c - E_{\lambda}); \quad \rho_{c'} \tilde{b}_{c'}^{\lambda} = v_{\lambda}^2 \delta(E_{c'} - E_{\lambda}). \quad (3)$$

Здесь

$$u_{\lambda}^2 = [1 + (\varepsilon_{\lambda} - \mu) E_{\lambda}^{-1}] / 2; \quad v_{\lambda}^2 = [1 - (\varepsilon_{\lambda} - \mu) E_{\lambda}^{-1}] / 2; \\ E_{\lambda} = \sqrt{(\varepsilon_{\lambda} - \mu)^2 + \Delta^2};$$

$\Delta$  — энергия спаривания.

Функция Грина (1) удовлетворяет уравнению Дайсона:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) + \\ + \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; \varepsilon) T_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \varepsilon) G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}'; \varepsilon) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (4)$$

где  $T_0$  — неприводимая собственно-энергетическая часть, которая при достаточно больших значениях  $|\varepsilon - \mu|$  представляет собой быстропеременную функцию указанного аргумента из-за виртуального возбуждения многочастичных конфигураций.

При анализе усредненных по энергии амплитуд реакций возникает необходимость вычислять функции Грина для комплексных значений  $\varepsilon$ :  $\varepsilon - \mu \rightarrow \varepsilon - \mu + i I \operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu)$  ( $I$  — интервал усреднения). В предположении о доминирующей роли корреляций на малых (по сравнению с радиусом ядра) расстояниях в формировании величины  $T_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu + i I \operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu))$  последнюю можно параметризовать в виде

$$T_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu + i I \operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu)) = \Delta h(\mathbf{r}; \varepsilon - \mu) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (5)$$

здесь

$$\Delta h(\mathbf{r}; \varepsilon - \mu) = -i w(\mathbf{r}; |\varepsilon - \mu|) \operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu) + \Delta(\mathbf{r}, \varepsilon - \mu) \quad (6)$$

имеет смысл добавки (феноменологической) к оболочечному потенциалу. Действительно, после указанной замены функция  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu + i I \operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu)) = g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu)$  совпадает согласно (4) и (5) с функцией Грина уравнения Шредингера с гамма-тоннелем оптической модели  $h(\mathbf{r}; \varepsilon - \mu) = h_0(\mathbf{r}) + \Delta h(\mathbf{r}; \varepsilon - \mu)$ :

$$(h(\mathbf{r}; \varepsilon - \mu) - \varepsilon) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (7)$$

С помощью соотношений (4) — (7) можно показать, что средняя амплитуда рассеяния нуклона на ядре совпадает с амплитудой рассеяния на оптическом потенциале (см., например, [7]).

**Средняя функция отклика.** Основная величина в теоретическом анализе релаксации гигантских резонансов — средняя функция отклика  $A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega + iI)$ . По определению функция отклика — изменение одночастичной матрицы плотности под действием поля  $\exp(-i\omega t)$  (здесь и в дальнейшем  $\hbar = c = 1$ ) [11]:

$$\mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \int_{\Omega} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \omega) d\varepsilon / 2\pi i. \quad (8)$$

Непосредственное вычисление согласно (8) и (1) позволяет получить два эквивалентных представления для функции отклика:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = & \sum_{\lambda c'} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') \tilde{b}_c^{\lambda} [G^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \\ & = \mu^+ + \omega' - E_c) + G^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \mu^- - \omega - E_c)]; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = & - \sum_{\lambda c} \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}') \tilde{b}_c^{\lambda} [G^{(-)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \mu^- - \omega' + E_c) + \\ & + G^{(-)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \mu^+ + \omega + E_c)], \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\omega' \equiv \omega - \mu^+ + \mu^- \leq \omega$ . Рассмотрим вначале представление (9). С учетом того, что функции  $G^{(+)}(\varepsilon)$  и  $G^{(-)}(\varepsilon)$  имеют отличную от нуля мнимую часть для  $\varepsilon > \mu^+$  и  $\varepsilon < \mu^-$  соответственно, представим

выражение (9) в виде

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2; \tag{11}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_{\lambda c'} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') \tilde{b}_{c'}^{\lambda} \Theta(\omega' - E_{c'}) \times \\ \times G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^+ = \omega' - E_{c'}); \end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_{\lambda c'} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') \tilde{b}_{c'}^{\lambda} [-\Theta(\omega' - E_{c'}) \times \\ \times G^{(-)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^- = \omega - E_{c'}) + \Theta(E_{c'} - \omega') G^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^+ = \omega' - E_{c'}) + \\ + G^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^- = -\omega - E_{c'})]; \end{aligned} \tag{13}$$

здесь  $\Theta(x) = 1$ , когда  $x > 0$ , и  $\Theta(x) = 0$ , когда  $x < 0$ . Разбиение функции отклика (9) согласно (11) — (13) сделано так, чтобы  $\text{Im} \mathcal{A}_2 = 0$ , как это следует из спектрального разложения (1). После замены  $\omega \rightarrow \omega + iI$  в (12) с учетом (7) найдем:

$$\begin{aligned} A_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_{\lambda c'} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') \tilde{b}_{c'}^{\lambda} \Theta(\omega' - E_{c'}) \times \\ \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^+ = \omega' - E_{c'}). \end{aligned} \tag{14}$$

Поскольку  $\text{Im} \mathcal{A}_2 = 0$ , то приближенно (с точностью порядка  $|\Delta h/D_0|$ , где  $D_0$  — энергетический интервал между одночастичными уровнями с одинаковыми значениями момента и четности) величину  $A_2$  можно вычислять, пренебрегая связью одноквазичастичных конфигураций с многочастичными. На основании (13) и (2) найдем

$$A_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_{\lambda \lambda'} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') \varphi_{\lambda'}(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}') \frac{n_{\lambda} \Theta(\mu^- - \varepsilon_{\lambda} - \omega') - n_{\lambda'}}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\lambda'} + \omega}.$$

Это выражение можно представить в виде, в котором явно учтен весь одночастичный континуум:

$$\begin{aligned} A_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') n_{\lambda} \times \\ \times \{\Theta(\mu^- - \varepsilon_{\lambda} - \omega') g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \varepsilon_{\lambda} + \omega) + g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \varepsilon_{\lambda} - \omega)\}, \end{aligned} \tag{15}$$

где согласно (7)  $g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$  — функция Грина уравнения Шредингера с гамильтонианом оболочечной модели  $h_0(\mathbf{r})$ .

В некоторых задачах (например, в описании валентного механизма фотопоглощения) достаточно учесть затухание только одночастичных (но не однодырочных) возбуждений. В этом случае удастся получить замкнутое выражение для средней функции отклика  $A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega)$  в терминах оболочечной и оптической моделей [12]. Действительно,

на основании соотношений (14), (2) и (3) получим следующие выражения для  $A_1$  без учета и с учетом спаривания нуклонов:

$$\left. \begin{aligned} A_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) &= \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') n_{\lambda} \Theta(\omega' + \varepsilon_{\lambda} - \mu^{(-)}) \times \\ &\quad \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \omega + \varepsilon_{\lambda}); \\ A_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) &= \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') v_{\lambda}^2 \Theta(\omega - E_{\lambda}) \times \\ &\quad \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \omega - E_{\lambda} + \mu). \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

[Влиянием спаривания на  $A_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega)$ , как правило, можно пренебречь]. Аналогичным образом учитывается затухание только однодырочных (но не одночастичных) состояний. С этой целью обратимся к явному выражению для функции отклика  $A = A'_1 + A'_2$  ( $\text{Im } A'_2 = 0$ ), которое можно получить на основе представления (10):

$$\begin{aligned} A'_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) &= - \sum_{\lambda c} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') b_{c'}^{\lambda} \Theta(\omega' - E_c) \times \\ &\quad \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^- = E_c - \omega'); \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} A'_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) &= - \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') (1 - n_{\lambda}) \times \\ &\quad \times \{ \Theta(\varepsilon_{\lambda} - \mu^+ - \omega') g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \varepsilon_{\lambda} - \omega) + g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \varepsilon_{\lambda} + \omega) \}. \end{aligned} \quad (18)$$

Согласно (17) и (2) получим искомое выражение для  $A'_1$  в терминах оболочечной и оптической моделей (спариванием пренебрегаем):

$$\begin{aligned} A_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) &= - \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') (1 - n_{\lambda}) \times \\ &\quad \times \Theta(\omega' - \varepsilon_{\lambda} + \mu^+) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \varepsilon_{\lambda} - \omega). \end{aligned} \quad (19)$$

Получить последовательно замкнутое выражение для средней функции отклика в терминах оболочечной и оптической моделей с учетом затухания одночастичных и однодырочных возбуждений не удается. Ниже рассмотрены два приближения. Первое — основано на использовании приближенного выражения для  $\tilde{b}_{c'}^{\lambda}$ , имеющих смысл вероятности обнаружить однодырочное возбуждение с энергией  $E_{\lambda} = \mu^- - \varepsilon_{\lambda}$  в точных состояниях системы. В пренебрежении спариванием, а также сдвигом энергии однодырочного состояния это выражение имеет вид (см., например, [13]):

$$\rho_{c'} \tilde{b}_{c'}^{\lambda} = \frac{n_{\lambda}}{\pi} \frac{w(E_{\lambda})}{(E_{c'} - E_{\lambda})^2 + w(E_{\lambda})}, \quad (20)$$

где  $w(E_{\lambda}) = \int w(r; E_{\lambda}) |\varphi_{\lambda}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$ . Подставив (20) в (14), заметим, что полюсы функции Грина  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^+ = \omega' - E_{c'} + i\Gamma)$  по комплексной переменной  $E_{c'}$  лежат в верхней полуплоскости. Замена суммирование по  $E_{c'}$  интегрированием и замыкка контур инте-

гирования в нижней полуплоскости, найдем:

$$A_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') n_{\lambda} \Theta(\omega' - E_{\lambda}) \times \\ \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \mu^+ = \omega' - E_{\lambda} + i\omega(E_{\lambda})). \quad (21)$$

Сравнивая выражения (21) и (16), заключаем, что последнее можно использовать для приближенного описания затухания одночастичных и дырочных возбуждений, если функцию Грина  $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$  в (16) определить согласно (7) со следующей оптической добавкой:

$$\Delta h(\varepsilon) \rightarrow \Theta(\omega' + \varepsilon_{\lambda} - \mu^-) \Delta h(\varepsilon - \mu^+ = \omega' + \varepsilon_{\lambda} - \mu^-) - \\ - \Theta(\mu^- - \varepsilon_{\lambda}) \Delta h(\varepsilon - \mu = \varepsilon_{\lambda} - \mu^-). \quad (22)$$

Согласно (6) из-за такой модификации  $\text{Im } \Delta h$  возрастает. Использование соотношений (14) и (16), а не (17) и (19) для «конструирования» средней функции отклика (16), (22) связано с определенной асимметрией частичных и дырочных возбуждений: последние имеют только дискретный спектр, для которого применимы приближенные выражения вида (20).

Другое приближение, отвечающее аддитивному вкладу затухания частиц и дырок в мнимую часть средней функции отклика, справедливо для  $\omega \ll D_0$ , когда

$$|\text{Im } A| \ll |\text{Re } A| \approx |A| \approx |A_0|, \quad (23)$$

где  $A_0$  — функция отклика, совпадающая с  $A$  в пределе  $\Delta h \rightarrow 0$ . Явное выражение для  $A_0$  хорошо известно (см., например [14]) и следует, в частности, из (16) и (15) либо из (19) и (18) в пределе  $\Delta h \rightarrow 0$ :

$$A_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') (g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon_{\lambda} + \omega) + g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon_{\lambda} - \omega)) n_{\lambda}. \quad (24)$$

Рассматриваемому приближению отвечает замена произведения двух точных функций Грина в формуле (8) для  $\mathcal{A}$  суммой

$$GG = GG_0 + G_0G - G_0G_0. \quad (25)$$

В конечном счете такая замена представляет собой некоторый вариант теории возмущений по  $\Delta h$  в расчете средней функции отклика. Исходя из (8) и (25), получаем явное представление для  $\text{Im } A$  с учетом комбинации формул (16) и (19):

$$\text{Im } A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \text{Im} \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}') \times \\ \times \{n_{\lambda} \Theta(\omega' + \varepsilon_{\lambda} - \mu^-) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \omega + \varepsilon_{\lambda}) - (1 - n_{\lambda}) \Theta(\omega' - \varepsilon_{\lambda} + \mu^+) \times \\ \times [g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \varepsilon_{\lambda} - \omega) - g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \varepsilon_{\lambda} - \omega)]\}. \quad (26)$$

Этим соотношением заключим рассмотрение возможных представлений для средней функции отклика.

**Средняя ядерная поляризуемость. Силовые функции.** Сечения простейших ядерных реакций с возбуждением ГР, таких как электро- и фотовозбуждение, возбуждение в слабых процессах с участием нуклонов, в реакции захвата нуклонов, могут быть связаны с мнимой частью соответствующей ядерной поляризуемости. По определению поляризуемость системы, отвечающая внешнему периодическому одночастичному полю  $\hat{V} = \sum_i V(i)$ :

$$\mathcal{P}_V(\omega) = \sum_s |\hat{V}_{s0}|^2 \left\{ \frac{1}{\omega - E_s + E_0 + i\delta} - \frac{1}{\omega + E_s - E_0 - i\delta} \right\}, \quad (27)$$

где индекс  $s$  нумерует возбужденные состояния системы. Поляризуемость  $\mathcal{P}_V(\omega)$  пропорциональна амплитуде рассеяния вперед для определяемого полем  $\hat{V}$  процесса. Предположение, что резонансам компаунд-ядра отвечают простые полюсы амплитуды рассеяния, приводит к известному соотношению (см., например, [10]);

$$\overline{\mathcal{P}(\omega)} = \mathcal{P}(\omega + iI). \quad (28)$$

Возбуждаемый полем  $\hat{V}$  гигантский резонанс можно характеризовать так называемой силовой функцией  $S_V(\omega)$ , пропорциональной мнимой части соответствующей средней поляризуемости:

$$\begin{aligned} S_V(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \overline{\mathcal{P}_V(\omega)} = \overline{\sum_s |\hat{V}_{s0}|^2 \delta(E_s - E_0 - \omega)} = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{P}_V(\omega + iI). \end{aligned} \quad (29)$$

Поляризуемость следующим образом определяется функцией отклика [11]:

$$\mathcal{P}_V = \{V \{A\tilde{V}\}\}, \quad (30)$$

где  $\{ \dots \}$  обозначают интегрирование по конфигурационному пространству;  $\tilde{V}$  — эффективное поле, которое отличается от внешнего поля  $V$  за счет поляризационных эффектов, обусловленных эффективным взаимодействием нуклонов в канале частица-дырка  $\hat{F}$ :

$$\tilde{V} = V + \{\hat{F} \{A\tilde{V}\}\}. \quad (31)$$

В дальнейшем эффективные силы выбраны согласно [11] в следующем виде:

$$\hat{F} = [(F + G \sigma_1 \sigma_2) + (F' + G' \sigma_1 \sigma_2) \tau_1 \tau_2] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/2, \quad (32)$$

где  $F$ ,  $G$ ,  $F'$ ,  $G'$  — феноменологические величины, зависящие от плотности нуклонов. Таким образом, чтобы рассчитать силовые функции  $S_V(\omega)$  согласно (29)—(32), необходимо задать параметры оболочечного и оптического потенциалов, определяющих среднюю



функцию отклика, а также параметры, характеризующие интенсивность эффективного взаимодействия  $\hat{F}$ . Прежде, чем обсудить выбор указанных параметров, рассмотрим ряд приемов практического вычисления силовых функций  $S_V(\omega)$ . На основе соотношений (30)—(32) можно получить другое представление для  $\text{Im } \mathcal{F}_V$ , более удобное в практических расчетах (см., например [7]):

$$\text{Im } \mathcal{F}_V = \text{Im} \{ \tilde{V}^* \{ \tilde{A} \tilde{V} \} \}. \quad (33)$$

Представление (33) наряду с соотношениями (16) и (22) для средней функции отклика  $A_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega)$  позволяет получить следующее выражение для  $S_V(\omega)$ :

$$S_V(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \sum_{\lambda} n_{\lambda} \Theta(\omega' - \varepsilon_{\lambda} + \mu^{-}) \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}) \times \\ \times \tilde{V}^*(\mathbf{r}; \omega) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon = \omega + \varepsilon_{\lambda}) \tilde{V}(\mathbf{r}'; \omega) \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}'). \quad (34)$$

В этом выражении [так же как и в уравнении для эффективного поля (31)] удобно отделить угловые переменные. С этой целью используем следующие представления для одночастичных волновых функций  $\varphi_{\lambda}(\mathbf{r})$  и оптикомодельной функции Грина:

$$\varphi_{\lambda}(\mathbf{r}) = r^{-1} \chi_{\varepsilon j l}(r) \Phi_{j l m}(\mathbf{n}); \\ g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = \frac{1}{r r'} \sum_{j l m} g_{(j l)}(r, r'; \varepsilon) \Phi_{j l m}(\mathbf{n}) \Phi_{j l m}^*(\mathbf{n}').$$

Здесь  $\Phi_{j l m}$  — спин-угловые функции;  $g_{(j l)}(r, r'; \varepsilon)$  — функция Грина радиального уравнения Шредингера с потенциалом оптической модели:

$$(h_{(j l)}(r) - \varepsilon) g_{(j l)}(r, r'; \varepsilon) = -\delta(r - r'). \quad (35)$$

[Аналогичные соотношения имеют место и для функции Грина  $g_{(j l)0}(r, r'; \varepsilon)$ .] Если известна спин-угловая зависимость внешнего, а следовательно, и эффективного поля, то в выражении (34) для  $S_V(\omega)$  так же как и в (31), можно проинтегрировать по спин-угловым переменным и просуммировать по магнитным квантовым числам. В результате получим выражение, позволяющее вычислять абсолютный и относительный вклад различных частично-дырочных конфигураций в силовую функцию:

$$S_V(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \tilde{V}^*(\mathbf{r}; \omega) \times \\ \times A_{(V)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \tilde{V}(\mathbf{r}'; \omega) \equiv \sum_{\lambda} S_{(V)\lambda}(\omega), \quad (36)$$

где

$$\begin{aligned}
 A_{(V)}(r, r'; \omega) = & \sum_{\lambda\nu} n_{\lambda} t_{\lambda\nu}^{(V)} \chi_{\lambda}(r) \chi_{\lambda}(r') \times \\
 & \times \{ \Theta(\omega' + \varepsilon_{\lambda} - \mu^{-}) g_{(j_{\nu} l_{\nu})}(r, r'; \varepsilon = \omega + \varepsilon_{\lambda}) + \\
 & + \Theta(\mu^{-} - \varepsilon_{\lambda} - \omega') g_{(j_{\nu} l_{\nu})0}(r, r'; \varepsilon = \omega + \varepsilon_{\lambda}) + \\
 & + g_{(j_{\nu} l_{\nu})0}(r, r'; \varepsilon = \omega - \varepsilon_{\lambda}) \} \equiv A_{(V)1} + A_{(V)2}. \quad (37)
 \end{aligned}$$

Здесь  $t_{\lambda\nu}^{(V)}$  — кинематический фактор:  $\tilde{V}(r; \omega)$  — радиальная часть эффективного поля. Ниже приведены выражения для кинематических факторов, отвечающие внешним полям  $V_L(\mathbf{r}) = V_L(r) P_L(\cos \theta)$  и  $V_{\sigma}(\mathbf{r}) = V_{\sigma}(r) \sigma_z$  ( $P_L$  — полиномы Лежандра), которые будут рассмотрены в дальнейшем:

$$\begin{aligned}
 t_{\lambda\nu}^{(L)} = & (2l_{\lambda} + 1) (2l_{\nu} + 1) (2j_{\lambda} + 1) (2j_{\nu} + 1) \times \\
 & \times (2L + 1)^{-2} \langle l_{\lambda} 0 l_{\nu} 0 | L 0 \rangle^2 W^2 \left( l_{\lambda} j_{\lambda} l_{\nu} j_{\nu}; \frac{1}{2} L \right); \quad (38)
 \end{aligned}$$

$$t_{\lambda\nu}^{(\sigma)} = 2 (2j_{\lambda} + 1) (2j_{\nu} + 1) W^2 \left( j_{\lambda} \frac{1}{2} j_{\nu} \frac{1}{2}; l_{\nu} 1 \right) \delta_{l_{\lambda} l_{\nu}}, \quad (39)$$

где  $\langle \dots | \dots \rangle$  и  $W(\dots)$  — коэффициенты Клебша — Гордана и Рака. Изотопическая структура силовых функций, а также явный вид уравнений для эффективных полей будут рассмотрены отдельно. Отметим в заключение, что для ядер с незаполненными подоболочками числа заполнения в (37) равны:  $n_{\lambda} = N_{\lambda} (2j_{\lambda} + 1)^{-1}$ , где  $N_{\lambda}$  — число нуклонов в подоболочке.

**Выбор параметров модели. Методика расчетов.** В практических расчетах в рамках ООМЯР использована следующая параметризация оболочечного гамильтониана для нейтронов и протонов:

$$h_{0n} = t + U_0(r) + v(r)/2;$$

$$h_{0p} = t + U_0(r) - v(r)/2 + V_C(r).$$

Здесь  $t$  — кинетическая энергия (разницей масс нейтрона и протона пренебрегается);  $U_0(r) = \bar{U}_0(r) + V_{SO}(r)$  — изоскалярная часть оболочечного потенциала (с учетом спин-орбитального взаимодействия);  $v(r)$  — энергия симметрии;  $V_C(r)$  — кулоновская энергия взаимодействия протона с ядром:

$$\begin{aligned}
 U_0(r) = & - U_0 f(r, R, a); \quad f(r, R, a) = \\
 & = [1 + \exp \{(r - R)/a\}]^{-1}; \quad R = r_0 A^{1/3}; \quad (40)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V_{SO}(r) = & V_{SO}(\sigma) \Lambda^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}); \\
 R_{SO} = & (r_0)_{SO} A^{1/3}; \quad (41)
 \end{aligned}$$

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R_c} \left[ 3 - \left( \frac{r}{R_c} \right)^2 \right] & (r \leq R_c); \\ \frac{Ze^2}{r} & (r \geq R_c); \end{cases} \quad R_c = (r_0)_c A^{1/3}; \quad (42)$$

$$v(r)/2 = \alpha U_0 (N - Z) A^{-1} f(r, R, a). \quad (43)$$

Параметры оболочечного потенциала, с помощью которых удается удовлетворительно воспроизвести энергию связи последнего нуклона для ядер в широком интервале атомных масс, выбраны согласно [15]:

$$\left. \begin{aligned} U_0 &= 53,3 \text{ МэВ}; & r_0 &= (r_0)_{SO} = (r_0)_c = 1,24 \text{ фм}; \\ a &= a_{SO} = 0,65 \text{ фм}; \\ \alpha &= 0,63; & V_{SO} &= 7,01 [1 + 2(N - Z)/A]; & \Delta &= 1,41 \text{ фм}. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Согласно [11] величины  $F$ ,  $G$  и т. д., характеризующие интенсивность эффективного взаимодействия (32), параметризуются в виде:

$$F(r) = C [f_{ex} + (f_{in} - f_{ex}) f(r, R, a)] \text{ и т. д.} \quad (45)$$

В последующих расчетах положено  $C = 350 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$ , а константы

$$f_{ex} = -4,36; \quad f_{in} = -0,163 \quad (46)$$

выбраны согласно [30]; константа  $g' = g'_{in} = g'_{ex}$  выбрана

$$g' = 1, 2 \quad (47)$$

— это значение не противоречит выводам [3] и несколько отличается от значений, использованных в [16]; константа  $f' = f'_{in} = f'_{ex}$  согласована с энергией симметрии (43) [7]:

$$f' = 2 \frac{\alpha U_0 \Omega}{AC} (1 + 2,55A^{-2/3}) = 1,53 (1 + 2,55A^{-2/3}) \quad (48)$$

( $\Omega$  — объем ядра). В расчетах параметров АР и ГТР для ядер с относительно небольшим нейтронным избытком вместо (43) использована энергия симметрии, согласованная с плотностью нейтронного избытка

$$n_0(r) = \sum_{\lambda \in (N-Z)} |\varphi_\lambda(r)|^2 [7]:$$

$$\begin{aligned} v(r) &= \frac{Cf'}{1+f'} [n_0(r) + f'\bar{n}(r)] \equiv Cf'n(r); \\ \bar{n}(r) &= \frac{N-Z}{\Omega} f(r, R, a) (1 + 2,55A^{-2/3})^{-1}, \end{aligned} \quad (49)$$

где  $f'$  определяется соотношением (48). Параметры (44)—(49), являющиеся, по существу, параметрами современной оболочечной модели, позволяют удовлетворительно воспроизвести наблюдаемый спектр простых ядерных возбуждений.

Другой класс феноменологических параметров, используемых в расчетах в рамках ООМЯР, — параметры оптической добавки к оболочечному гамильтониану  $\Delta h(r; \epsilon)$  (6). Параметризация  $\Delta h$  выбрана такой же, как и в оптической модели рассеяния нуклонов

ядрами (см., например, [13]):

$$w(r; |\varepsilon - \mu|) = w_V(|\varepsilon - \mu|) f(r, R_V, a_V) - \\ - 4a_{SF} w_{SF}(|\varepsilon - \mu|) \frac{df(r, R_{SF}, a_{SF})}{dr}; \quad (50)$$

$$\Delta(r; \varepsilon - \mu) = \Delta(\varepsilon - \mu) f(r, R_V, a_V). \quad (51)$$

Для бесконечной ферми-системы энергетические зависимости  $w$  и  $\Delta$  для  $|\varepsilon - \mu| \ll \varepsilon_F$  известны [11]:

$$w(|\varepsilon - \mu|) = \alpha(\varepsilon - \mu)^2; \quad (52)$$

$$\Delta(\varepsilon - \mu) = \beta(\varepsilon - \mu). \quad (53)$$

Если энергетическая зависимость (53) как-то согласуется с данными по упругому рассеянию нуклонов, то этого нельзя сказать о зависимости (52). Так, анализ сечений упругого рассеяния нейтронов низких энергий ( $0 < E_{\text{кин}} < 20 \div 30$  МэВ) среднетяжелыми ядрами в рамках оптической модели показывает, что в указанной области энергий интенсивность мнимой части оптического потенциала является (в среднем по  $A$ ) вяло растущей функцией кинетической энергии нейтронов:  $w_V \approx w_{SF} \approx \text{const} \approx 2 \div 3$  МэВ [13]. Для энергий  $\varepsilon - \mu^+ < \varepsilon_b$  ( $\varepsilon_b$  — энергия связи нуклона), а также для  $\varepsilon < \mu^-$  (дырочные возбуждения) систематические данные об интенсивности мнимой части оптического потенциала отсутствуют. В то же время релаксационные параметры ГР, такие как полные ширины (или сечения в максимумах ГР), значения силовых функций на «хвостах» ГР, существенно зависят от абсолютного значения интенсивности мнимой части оптического потенциала. Однако в отличие от описания рассеяния нуклонов релаксационные параметры ГР определяются усредненной по энергетическому интервалу  $(0, \omega)$  мнимой частью оптического потенциала, как это следует из (16), (22) и (34). Это обстоятельство позволяет надеяться на некоторую универсальность в описании релаксации ГР, т. е. на возможность приближенно описать релаксационные параметры ГР с помощью одного-двух универсальных феноменологических параметров, характеризующих абсолютное значение и энергетическую зависимость мнимой части оптического потенциала от энергии.

В практических расчетах в рамках ООМЯР использована параметризация  $\Delta h(r; \varepsilon)$  в виде (50) и (51), причем предполагается, что

$$r_{0V} = r_{0SF} = r_0; \quad a_V = a_{SF} = a,$$

где параметры  $r_0, a$  выбраны согласно (44). Используются также следующие варианты зависимости  $w(|\varepsilon - \mu|)$  в (50):

$$w_V(|\varepsilon - \mu|) = \alpha_V(\varepsilon - \mu)^2; \quad w_{SF} = 0; \quad (54a)$$

$$w_V(|\varepsilon - \mu|) = w_V; \quad w_{SF} = 0; \quad (54б)$$

$$w_V = 0; \quad w_{SF} (|\varepsilon - \mu|) = \alpha_{SF} (\varepsilon - \mu)^2; \quad (54b)$$

$$w_V = 0; \quad w_{SF} (|\varepsilon - \mu|) = w_{SF}, \quad (54r)$$

где  $\alpha_V$ ,  $\alpha_{SF}$ ,  $w_V$ ,  $w_{SF}$  — варьируемые параметры. Параметризация оптического сдвига выбрана согласно (53), причем параметр  $\beta$  подобран так, чтобы при фиксированных выше значениях одной из величин  $F$ ,  $G$ ,  $F'$  в (32) воспроизвести экспериментальные значения энергии соответствующих ГР. При такой процедуре оптический сдвиг может также имитировать различные неучтенные оболочечные эффекты в определении энергий ГР, например вклад скоростных сил в эффективное взаимодействие или выбор изоскалярных сил в виде (44), (45) вместо использования согласования этих сил с изоскалярной частью оболочечного потенциала (см., например, [14]).

Остановимся кратко на методике расчетов силовых функций вида (36). Формирующие функцию отклика оптико-модельные функции Грина  $g_{(j)l}(r, r'; \varepsilon)$  в соответствии с (35) находились так же, как и для действительного потенциала [17]:

$$g_{(j)l}(r, r'; \varepsilon) = -2Mu_{ejl}(r_{<})v_{ejl}(r_{>}); \quad r_{>} = \max(r, r'); \quad r_{<} = \min(r, r'),$$

где  $u$  и  $v$  — регулярное и нерегулярное решения уравнения (35) с нулевой правой частью, нормированные условием  $u'v - v'u = 1$ . В случае нейтронов граничные условия для этих функций имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} u_{ejl} &\sim r^{l+1}; \quad u_{ejl} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} k^{-1} \sin(kr - l\pi/2 + \delta_{lj}); \\ v_{ejl} &\sim r^{-l}; \quad v_{ejl} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \exp[i(kr - l\pi/2 + \delta_{lj})] \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

( $k^2 = 2M\varepsilon$ ), когда  $\varepsilon > 0$ , и

$$\left. \begin{aligned} u_{ejl} &\sim r^{l+1}; \quad u_{ejl} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{2\kappa} [\exp(\kappa r) + B_{jl} \exp(-\kappa r)]; \\ v_{ejl} &\sim r^{-l}; \quad v_{ejl} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \exp(-\kappa r) \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

( $\kappa^2 = 2M|\varepsilon|$ ), когда  $\varepsilon < 0$ . Нормированные на  $\delta$ -функцию от энергии оптико-модельные радиальные волновые функции  $\chi_{ejl}^{(\pm)}$  связаны с волновыми функциями  $u_{ejl}$  (55) соотношением

$$\chi_{ejl}^{(+)}(r) = (2k/\pi)^{1/2} \exp(i\delta_{lj}) u_{ejl}(r). \quad (57)$$

Для протонов в (55) и (56) при  $r \rightarrow \infty$  использовали кулоновские функции с соответствующей асимптотикой. Энергии связанных состояний в оболочечном потенциале  $\varepsilon_\lambda < 0$  и соответствующие им волновые функции  $\chi_{e\lambda j_\lambda l_\lambda} \equiv \chi_\lambda$  определяли согласно первому соотношению (56) в пределе  $\Delta h \rightarrow 0$  из условия  $B_{j_\lambda l_\lambda}^1(\varepsilon_\lambda) = 0$ . Перечисленные волновые функции, позволяющие сформировать функцию отклика, находились численным интегрированием. С этой целью был разрабо-

тан и отлажен комплекс программ на языке FORTRAN для ЭВМ серии ЕС. Описания некоторых из этих программ приведены в [18].

**Критерии применимости модели.** Применимость ООМЯР ограничена энергиями возбуждения  $|\varepsilon - \mu|$ , для которых справедливо неравенство:

$$w < D_0. \quad (58)$$

Это неравенство имеет простой физический смысл: время релаксации одночастичного или однодырочного состояния велико по сравнению со временем пролета нуклоном области порядка размеров ядра. Обратное неравенство отвечает случаю «черного» ядра, когда не оправдан выбор оболочечного базиса в качестве исходного. Условие (58) позволяет, в частности, в разложении (1) для функции Грина ограничиться диагональными по  $\lambda$  слагаемыми. Средняя поляризуемость ядра  $\mathcal{F}_V(\omega)$ , отвечающая длинноволновому, т. е. заметно меняющемуся на радиусе ядра, полю, существенно меняется на энергетическом интервале  $\omega \sim D_0 \sim \varepsilon_F A^{-1/3}$  вне ГР и  $\omega \sim w$  в окрестности ГР. Это обстоятельство позволяет не учитывать влияние сложных конфигураций на интенсивность эффективного взаимодействия  $\hat{F}$ , поскольку характерным энергетическим масштабом изменения  $\hat{F}$  является энергия ферми  $\varepsilon_F > D_0$  [11].

Использование феноменологической оптической модели для описания затухания простых конфигураций имеет смысл, если мнимая часть оптического потенциала представляет собой плавную функцию энергии, т. е. не обнаруживает нерегулярностей, связанных с более сложными, чем одноквазичастичные, конфигурациями. Плавной зависимости  $w(\varepsilon - \mu)$  можно ожидать в случае, когда следующие по сложности конфигурации (например, две частицы — одна дырка) перекрываются по релаксационной ширине. Очевидно, что это условие выполняется тем лучше, чем тяжелее ядро, а для данного ядра — чем выше энергия возбуждения. Однако возможна ситуация, когда некоторые из указанных конфигураций, например содержащих низколежащий  $2^+$ -фонон, несмотря на малый статистический вес приводят к существенному изменению координатной и энергетической зависимости средней собственно энергетической части  $\hat{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon + iI)$  из-за сильной связи частиц с фононами. В таком случае модель нуждается в переформулировке в духе метода связанных каналов. Ввиду этого обстоятельства конкретные приложения модели к анализу релаксации ГР рассмотрены в основном для жестких сферических ядер.

## 2. $E1$ -ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС В СЕЧЕНИИ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

**Базисные соотношения.** Сечение  $E1$ -фотопоглощения сферическим ядром определяется известным выражением:

$$\sigma_{сЕ1}(E_\gamma) = 4\pi^2 k_\gamma \sum_s |(\hat{D}_z)_{s0}|^2 \delta(E_s - E_0 - E_\gamma), \quad (59)$$

где  $E_\gamma = k_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -кванта;  $\hat{D}_z = -\frac{e}{2} \sum_i \tau_i^{(3)} z_i$  — оператор электрического дипольного момента ядра. Согласно (27) и (28) усредненное по энергии сечение  $\bar{\sigma}_{cE1}$  пропорционально силовой функции, отвечающей внешнему полю  $V_1(\mathbf{r}) \rightarrow \tau^{(3)} r \cos \theta$ :

$$\sigma_{cE1}(E_\gamma) = \pi^2 e^2 k_\gamma S_{V_1}(E_\gamma). \quad (60)$$

Выполнив явно суммирование по изотопическим переменным согласно (31)—(33), с точностью порядка  $(N - Z)^2/A^2$  придем к соотношениям, которые, будучи записанными в символическом виде, выглядят так же, как и в теории конечных ферми-систем [11, 20]:

$$S_{V_1} = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{\alpha=n, p} \{ \tilde{V}_1^* \{ A^\alpha \tilde{V}_1 \} \} \equiv \sum_{\alpha=n, p} S_{V_1}^\alpha; \quad (61)$$

$$\tilde{V}_1 = V_1 + F' \{ \bar{A} \tilde{V}_1 \}; \quad \bar{A} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=n, p} A^\alpha. \quad (62)$$

Здесь  $V_1(\mathbf{r}) = r \cos \theta \equiv V_1(r) \cos \theta$ ;  $A^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega = E_\gamma)$  — средняя функция отклика для нейтронной или протонной подсистемы, определяемая выражениями (15), (16) и (22). После отделения угловых переменных уравнение для эффективного поля (62) принимает вид

$$\tilde{V}_1(r; E_\gamma) = V_1(r) + \frac{3}{4\pi r^2} F' \int \bar{A}_{(L=1)}(r, r'; E_\gamma) \tilde{V}_1(r'; E_\gamma) dr'. \quad (63)$$

Функция отклика для каждой из подсистем  $A_{(L=1)}^\alpha(r, r'; E_\gamma)$  определяется выражением (37) со значением кинематического фактора  $t_{\lambda\nu}^{(L=1)}$  (38). Эффективное поле  $\tilde{V}_1(r; E_\gamma)$  и функция отклика  $A_{(L=1)}^\alpha(r, r'; E_\gamma)$  определяют силовую функцию (61) и сечение (60) согласно (36).

**Схематическая теория  $E1$ —ГР.** Прежде чем перейти к обсуждению результатов трудоемких численных расчетов сечения  $\bar{\sigma}_{cE1}(E_\gamma)$  на основе приведенных выше соотношений, остановимся на их качественном анализе, а также на феноменологическом описании указанного сечения.

Экспериментальные данные по сечениям фотопоглощения в окрестности максимума  $E1$ —ГР обычно анализируют с помощью лоренцевой зависимости:

$$\bar{\sigma}_{cE1}(E_\gamma) = \sigma_0 \Gamma_G E_\gamma^2 / [(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_G^2], \quad (64)$$

где  $E_G$  и  $\Gamma_G$  — энергия и полная ширина  $E1$ —ГР;  $\pi\sigma_0/2$  — интегральное сечение. При нормировке сечения на классическое правило сумм  $\sigma_0 = \sigma_0^{\text{кл}} = \pi A M^{-1}/137$ . Систематика экспериментальных данных показывает, что в среднетяжелых ядрах  $E_G \approx 78 A^{-1/3}$  МэВ,  $\Gamma_G \approx 4 \div 6$  МэВ,  $\sigma_0 \approx (1,4 \div 1,8) \sigma_0^{\text{кл}}$  [1]. Как указывалось во введении, источниками ширины  $E1$ —ГР в сферических ядрах являются: затухание частично-дырочных конфигураций за счет их связи с многочастичными конфигурациями ( $\Gamma^\dagger$ ) и континуумом  $\Gamma^\dagger$ , дисперсия

«силы» частично-дырочных конфигураций, формирующих  $E1$ —ГР ( $\delta\Gamma$ ), а также связь  $E1$ —ГР с  $2^+$ -колебаниями малой частоты ( $\Gamma_{2^+}$ ). Первые три эффекта автоматически учтены в рамках ООМЯР. Последний существен для мягких ядер, и его можно учесть упомянутым выше обобщением модели. Хотя экспериментальные ширины  $\Gamma_G$  часто анализируют с помощью полуэмпирической формулы

$$\Gamma_G = \Gamma^\downarrow + \Gamma^\uparrow + \delta\Gamma + \Gamma_{2^+}, \quad (65)$$

следует подчеркнуть, что полная ширина  $E1$ —ГР отнюдь не является суммой слагаемых различной природы. Все перечисленные эффекты в формировании полной ширины проявляются совместно и влияют друг на друга. В жестких сферических ядрах первый из перечисленных источников формирования полной ширины  $E1$ —ГР является, по видимому, доминирующим, т. е.  $\Gamma_G \approx \Gamma^\downarrow$ . В пользу этого утверждения свидетельствуют как результаты расчетов сечений  $\sigma_{cE1}(E_\gamma)$  без учета связи частично-дырочных конфигураций с многочастичными:  $\Gamma^\downarrow \lesssim 0,5$  МэВ,  $\delta\Gamma \lesssim 2$  МэВ [4, 19], так и результаты приближенного анализа уравнений ООМЯР в духе схематической теории ГР. Указанный анализ включает выбор схематического оболочечного потенциала, пренебрежение непрерывным спектром, а также спариванием и спин-орбитальным взаимодействием, использование квазиклассического приближения. Если в качестве схематического оболочечного потенциала выбрать бесконечно глубокую потенциальную яму, пренебречь зависимостью эффективных сил от скорости, а также затуханием квазичастиц, то в приближении  $\delta\Gamma = 0$  [20, 7]:

$$\left. \begin{aligned} E_G &= D(1+f')^{1/2}; \quad D = \left(\frac{10}{3} \frac{E_F}{MR^2}\right)^{1/2}; \\ e_{\alpha\Phi}(\mathbf{r}; E_\gamma) &\equiv \tilde{V}_1(\mathbf{r}; E_\gamma)/V_1(\mathbf{r}) = [1+f'D^2/(D^2-E_\gamma^2)]^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

причем  $\sigma_{cE1} = \sigma_0^{\text{кл}} \delta(E_\gamma - E_G)$ . В энергетическом интервале  $|D - E_\gamma| \gg \Gamma_G$  можно учесть затухание квазичастиц с помощью приближенных выражений для средней функции отклика. Воспользовавшись первой итерацией уравнения (7), спектральным разложением для функции Грина  $g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$ , а также приближением  $w_{\lambda\lambda'} = w\delta_{\lambda\lambda'}$ , согласно (23)—(26) найдем:

$$\begin{aligned} A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) &\approx \sum_{\lambda\lambda'} \Phi_\lambda(\mathbf{r}) \Phi_\lambda^*(\mathbf{r}') \Phi_{\lambda'}(\mathbf{r}') \Phi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}) \left\{ \frac{n_\lambda - n_{\lambda'}}{\varepsilon_\lambda - \varepsilon_{\lambda'} - \omega} - \right. \\ &\left. - i \left[ \frac{n_\lambda \Theta(\omega + \varepsilon_\lambda - \mu) w(\varepsilon_\lambda + \omega - \mu)}{(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_{\lambda'} + \omega)^2} + \frac{(1 - n_\lambda) \Theta(\omega + \mu - \varepsilon_\lambda) w(\mu - \varepsilon_\lambda + \omega)}{(\varepsilon - \varepsilon_{\lambda'} - \omega)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (67)$$



В рамках схематической теории  $E1$ —ГР вместо последнего из соотношений (66) на основе (67) получим

$$\frac{\tilde{V}_1(\mathbf{r}; E_\gamma)}{V_1(\mathbf{r})} = \left\{ 1 + f' \left[ \frac{D^2}{D^2 - E_\gamma^2} + 2iE_\gamma \bar{w}(E_\gamma) \frac{D^2 + E_\gamma^2}{(D^2 - E_\gamma^2)^2} \right] \right\}^{-1},$$

где

$$2\rho_F E_\gamma \bar{w}(E_\gamma) = \sum_\lambda [n_\lambda \Theta(E_\gamma + \varepsilon_\lambda - \mu) w(E_\gamma + \varepsilon_\lambda - \mu) + (1 - n_\lambda) \Theta(E_\gamma + \mu - \varepsilon_\lambda) w(\mu - \varepsilon_\lambda + E_\gamma)], \quad (68)$$

$\rho_F = (3/4) A E_F^{-1}$  — энергетическая плотность уровней вблизи энергии Ферми. Дальнейшее вычисление сечения  $\bar{\sigma}_{cE1}(E_\gamma)$  на основе соотношений (59)—(62) в рамках схематической теории  $E1$ —ГР приводит к (64), в которой  $\sigma_0 = \sigma_0^{\text{кп}}$ , а ширина  $\Gamma_G$  зависит от энергии:

$$\Gamma_G(E_\gamma) = 2\bar{w}(E_\gamma) D^{-2} [E_\gamma^2 + D^2]. \quad (69)$$

Если в энергетическом интервале  $(0, E_\gamma)$  вблизи энергии Ферми укладывается много одночастичных уровней, то суммирование в (68) можно заменить интегрированием по  $\varepsilon_\lambda$ :

$$\bar{w}(E_\gamma) = E_\gamma^{-1} \int_0^{E_\gamma} w(\omega) d\omega. \quad (70)$$

Таким образом, как уже указывалось выше, полная ширина  $E1$ —ГР (точнее, ширина  $\Gamma^\dagger$ ) определяется усредненной по энергии мнимой частью оптического потенциала. Если  $w|\varepsilon - \mu| = \alpha_n |\varepsilon - \mu|^n$ , то согласно (69) и (70)

$$\Gamma_G(E_\gamma \approx E_G) = \Gamma_G = \frac{2(2+f')}{1+n} \alpha_n E_G^n. \quad (71)$$

Подчеркнем, что лоренцева зависимость (64) возникает в рамках схематической теории  $E1$ —ГР только в предположении, что в энергетическом интервале  $(0, E_\gamma)$  вблизи энергии Ферми укладывается много уровней. Этому условию удовлетворяют реалистические одночастичные потенциалы. В то же время использование осцилляторного потенциала приводит к зависимости сечения  $\bar{\sigma}_{cE1}(E_\gamma \sim E_G)$ , близкой к брейт-вигнеровской.

Результаты анализа экспериментальных данных по полной ширине  $E1$ —ГР, выполненного в предположении  $\delta\Gamma = 0$  [21] с помощью полумпирических формул вида (65), показывают, что

$$(\Gamma_G^\dagger)_{\text{эксп}} = a_2 E_G^2; \quad a_2 = 0,02 \text{ МэВ}^{-1}; \quad (\Gamma_G^\dagger)_{\text{эксп}} = a_0; \quad a_0 = 4 \text{ МэВ}.$$

Сопоставляя эти формулы с (71) для  $n = 2$  и  $n = 0$  найдем «эмпирические» значения параметров  $\alpha_2 = 0,01 \text{ МэВ}^{-1}$  и  $\alpha_0 \approx 0,6 \text{ МэВ}$  ( $f' \approx \approx 1,5$ ). Отметим, что отвечающая этим параметрам мнимая часть оптического потенциала для энергий возбуждения, близких к энер-

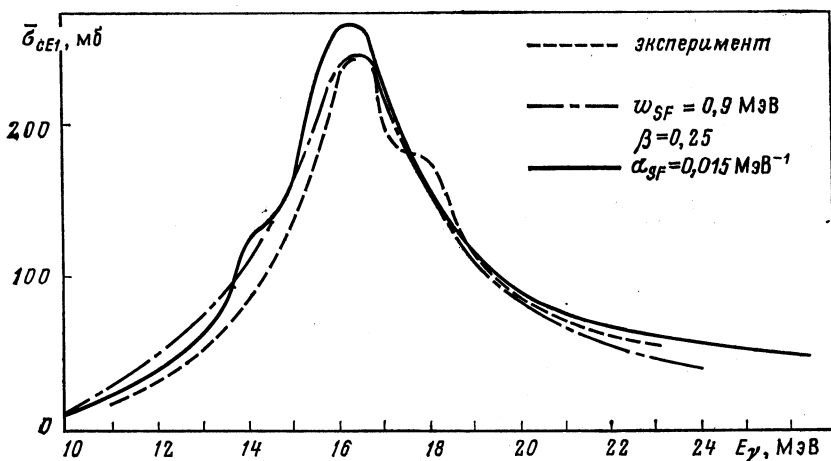


Рис. 1. Результаты расчетов сечения  $\bar{\sigma}_{сЕ1}(E_{\gamma})$  в окрестности максимума  $E1$ —ГР для ядра  $^{90}\text{Zr}$ . Значения использованных в расчетах оптико-модельных параметров указаны на рисунке. Экспериментальная зависимость взята из [43]

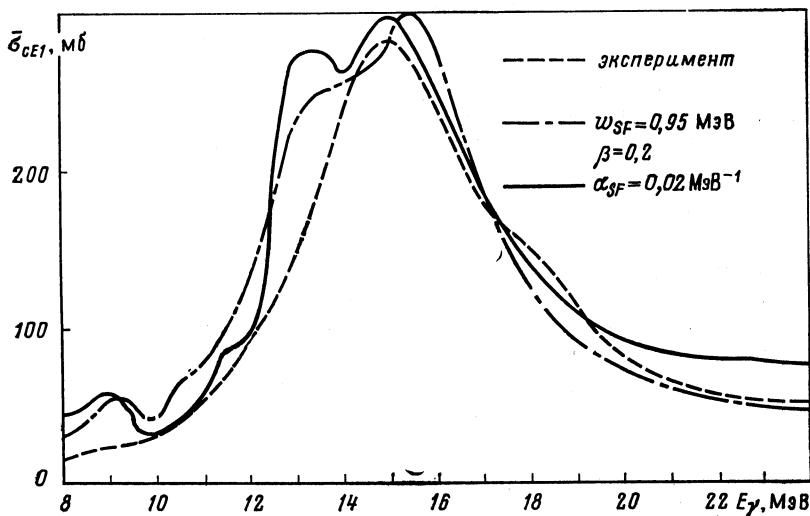


Рис. 2. То же для ядра  $^{124}\text{Sn}$ . Экспериментальная зависимость взята из [45]

гии связи нейтрона,  $w \approx 0,5$  МэВ меньше приведенных выше значений  $w \approx 2 \div 3$  МэВ, полученных из анализа нейтронных сечений для большой группы ядер.

**Количественный анализ базисных соотношений.** Численные расчеты сечений  $\bar{\sigma}_{сЕ1}(E_{\gamma})$  в окрестности максимума  $E1$  — ГР проведены

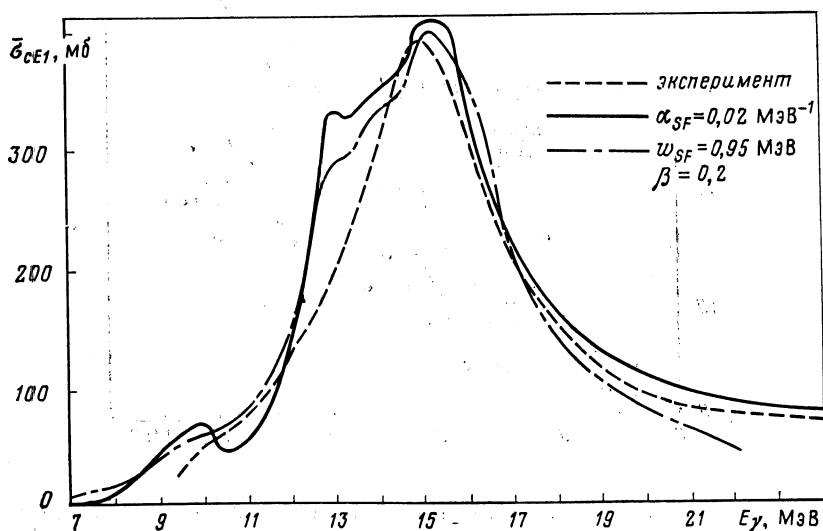


Рис. 3. То же для ядра  $^{140}\text{Ce}$ . Экспериментальная зависимость взята из [45]

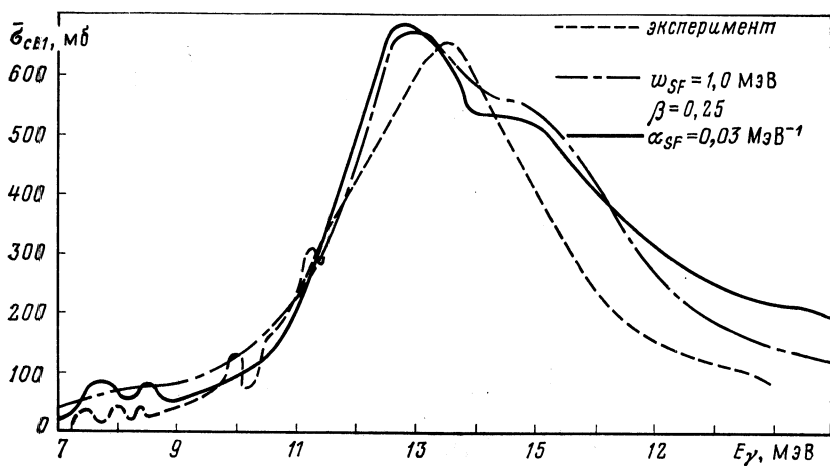


Рис. 4. То же для ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Экспериментальная зависимость взята из [44]

на основе (59)—(63) для ряда жестких сферических ядер:  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  [8, 22]. Выбор параметров оболочечного потенциала и изовекторной части эффективного взаимодействия нуклонов пояснен в разд. 1. Расчеты выполнены для различных вариантов энергии

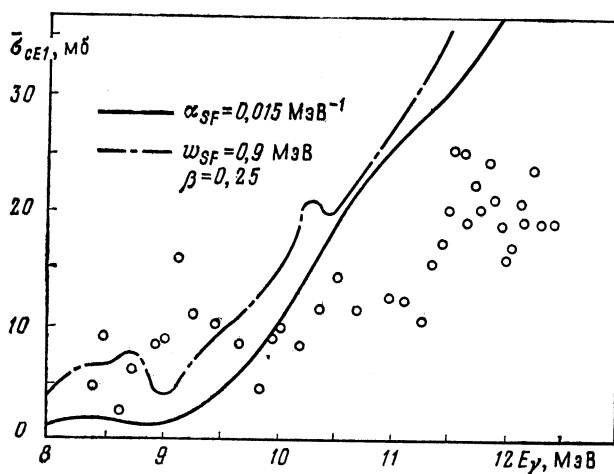


Рис. 5. Результаты расчетов низкоэнергетической части сечения  $\bar{\sigma}_{CE1}(E_\gamma)$  для ядра  $^{90}\text{Zr}$ . Значения использованных в расчетах оптико-моделных параметров указаны на рисунке. Экспериментальные данные взяты из [46]

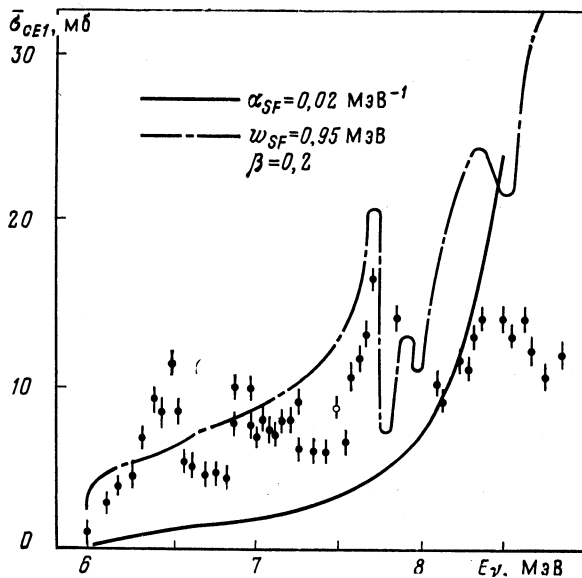


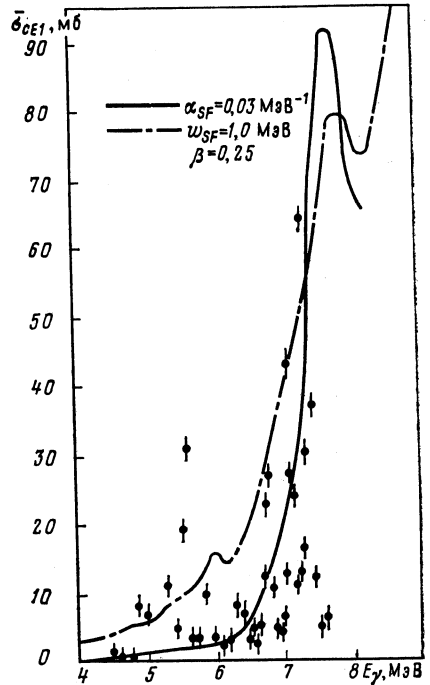
Рис. 6. То же для ядра  $^{140}\text{Ce}$ . Экспериментальные данные взяты из [47]

Рис. 7. То же для ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Экспериментальные данные взяты из [48]

тической и радиальной зависимости мнимой части оптического потенциала (54в), (54г). Параметризация оптического сдвига выбрана согласно (51), (53). В каждом варианте расчета параметры  $\Delta h$  ( $r$ ;  $\epsilon - \mu$ ) подбирались так, чтобы визуально согласовать расчетные и экспериментальные значения сечений  $\bar{\sigma}_{сЕ1}(E_\gamma)$  в окрестности максимума  $E1-ГР$ . Результаты расчетов вместе с экспериментальными зависимостями приведены на рис. 1—4. Там же приведены значения соответствующих параметров. Из приведенных данных следует: 1) подбором параметров  $\Delta h$  для каждого ядра удается удовлетворительно воспроизвести абсолютное значение и энергетическую зависимость экспериментального сечения  $\sigma_{сЕ1}(E_\gamma)$  и, следовательно, полную ширину  $E1-ГР$ ; 2) параметры  $\Delta h$  для различных ядер не сильно отличаются:  $\alpha_{SF} \approx 0,02 \text{ МэВ}^{-1}$ ,  $w_{SF} \approx 0,95 \text{ МэВ}$ ,  $\beta \approx 0,22$ ; 3) описание окрестностей максимума  $E1-ГР$  не позволяет отдать явного предпочтения какой-либо из двух рассмотренных зависимостей мнимой части оптического потенциала от энергии; 4) значения параметров  $\alpha_{SF}$  и  $w_{SF}$  качественно согласуются с соответствующими значениями  $\alpha_1$  и  $\alpha_0$ , подобранными путем сравнения результатов расчетов ширины  $\Gamma_G^{\downarrow}$  в рамках схематической теории  $E1-ГР$  с экспериментальными значениями, так что подтверждается заключение о доминирующей роли ширины  $\Gamma_G^{\downarrow}$  в формировании полной ширины.

Основной вывод из проведенного анализа состоит в том, что выявляется определенная универсальность описания в рамках ООМЯР  $E1-ГР$  в среднем сечении фотопоглощения для жестких ядер в широком интервале атомных масс. В свою очередь это обстоятельство побуждает рассмотреть в рамках ООМЯР с уже фиксированными параметрами родственные явления, например полную ширину других  $ГР$ .

В заключение отметим, что для ядра  $^{208}\text{Pb}$  расчетное сечение  $\bar{\sigma}_{сЕ1}(E_\gamma)$  в окрестности максимума  $E1-ГР$  обнаруживает некоторую нерегулярность, которая, по-видимому, отсутствует в экспериментальной зависимости. Происхождение этой нерегулярности можно



выяснить, определив согласно (59) и (60) вклад нейтронной и протонной подсистем в сечение с помощью отношения  $q^\alpha \equiv \sigma_{c E1}^\alpha / \sigma_{c E1}$ :  $q^p (E_\gamma = 15 \text{ МэВ} > E_G) = 0,65$  (протонная подсистема при этой энергии дает больший вклад в расчетное сечение).

**Низкоэнергетическая часть сечения  $E1$ -фотопоглощения.** Усовершенствование экспериментальной техники позволило в последние годы получить информацию о низкоэнергетической части сечения фотопоглощения из анализа данных по рассеянию  $\gamma$ -квантов. Такая информация имеется, в частности, для ядер  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  (рис. 5—7). На этих же рисунках приведены результаты расчетов сечений  $\sigma_{c E1} (E_\gamma < E_G)$  с параметрами, фиксированными по описанию окрестностей максимума  $E1$ —ГР в соответствующих ядрах. Сравнение расчетных кривых с экспериментальными данными показывает, что из двух использованных энергетических зависимостей  $w_{SF} | \varepsilon - \mu |$  (54г), (54в) первая предпочтительнее для ядер  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{140}\text{Ce}$ , в то время как для ядра  $^{208}\text{Pb}$  ситуация обратная. Нерегулярности низкоэнергетической части сечения обсуждаются ниже.

### 3. РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ И БЕЗРАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ МЮОНОВ В $1S$ -СОСТОЯНИЕ

**Полная ширина  $EL$ —ГР.** Удовлетворительное описание полной ширины  $E1$ —ГР побуждает сопоставить выводы ООМЯР относительно полной ширины других  $EL$  — ГР с экспериментальными данными. Дальнейшее рассмотрение ограничим  $E0$ —ГР и  $E2$ —ГР. Ширину указанных ГР можно определить при изучении энергетической зависимости силовых функций  $S_{V_L}(\omega)$ , которые отвечают полям  $V_L(\mathbf{r})$ , действующим на протоны:

$$V_0(\mathbf{r}) = r^2/R^2 \equiv V_0(r);$$

$$V_2(\mathbf{r}) = (r^2/R^2) P_2(\cos \theta) \equiv V_2(r) P_2(\cos \theta).$$

Выражения для  $S_{V_L}(\omega)$  и уравнения для соответствующих эффективных полей  $\tilde{V}_L$  аналогичны соотношениям (61)—(63) и с точностью  $(N - Z)/A$  имеют вид:

$$S_{V_L} = -(1/2\pi) \text{Im} \{ \tilde{V}_L^* \{ \bar{A} \tilde{V}_L \} \}; \quad (72)$$

$$\tilde{V}_L = V_L + \mathcal{F} \{ \bar{A} \tilde{V}_L \}; \quad \mathcal{F} = (F, F'); \quad (73)$$

$$\tilde{V}_L(r; \omega) = V_L(r) + \frac{2L+1}{4\pi r^2} \mathcal{F}(r) \int \bar{A}_{(L)}(r, r'; \omega) \tilde{V}_L(r'; \omega) dr', \quad (74)$$

где функция отклика  $\bar{A}_L(r, r'; \omega)$  определена с учетом (62) выражением вида (37) со значениями кинематических факторов  $t_{\lambda\nu}^{(L)}$  (38). Изоскалярным и изовекторным ГР отвечают решения уравнений (73) и (74) со значениями  $\mathcal{F}$ , равными  $F$  и  $F'$  соответственно. Эффективное

поле  $\tilde{V}_L(r; \omega)$  и функция отклика  $\bar{A}_{(L)}(r, r'; \omega)$  определяют силовую функцию (72) согласно (36).

Для изученных в связи с  $E1$ -фотопоглощением ядер  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$  рассчитаны энергетические зависимости величины  $f_L \equiv \omega S_{V_L}(\omega)$  для  $L = 0$  ( $T = 0$ ) и  $L = 2$  ( $T = 0; 1$ ). Параметры эффективных сил (45) выбраны согласно (46) и (48); параметризация мнимой части оптического потенциала — согласно (54в) и (54г),

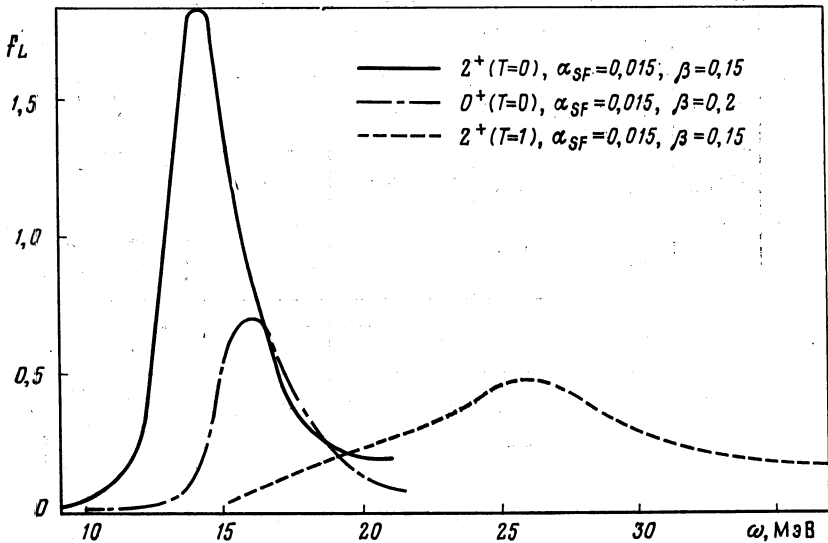


Рис. 8. Результаты расчетов энергетически взвешенной силовой функции  $f_L(\omega) \equiv \omega S_{V_L}(\omega)$  ( $L = 0; 2$ ) для ядра  $^{90}\text{Zr}$ . Значения использованных в расчетах оптико-моделных параметров приведены на рисунке

причем параметры  $\alpha_{SF}$  и  $w_{SF}$  фиксированы по ширине  $E1$ —ГР в соответствующих ядрах (см. разд. 2); параметр  $\beta$  в (53) выбирали таким образом, чтобы энергия соответствующего ГР совпадала с экспериментальным значением. Расчетные зависимости  $f_L(\omega)$  для ядра  $^{90}\text{Zr}$  приведены на рис. 8. Как и для других указанных выше ядер, эти зависимости обнаруживают отвечающие соответствующим  $EL$ —ГР максимумы, ширина которых согласуется с экспериментальными значениями  $\Gamma_G$  (табл. 1). Отметим, что для изовекторного  $E2$ —ГР использование зависимости (54г) вместо (54в) приводит к расчетным значениям ширины  $\Gamma_G$ , лучше согласующимся с экспериментальными значениями. Этот вывод уместно сопоставить с уже упоминавшимся утверждением о вялой энергетической зависимости мнимой части оптического потенциала, полученного из анализа сечений рассеяния нейтронов низких энергий ядрами.

Т а б л и ц а 1. Результаты расчетов параметров  $EL-ГР$  ( $L=0; 2$ ).  
Использованные для каждого ядра значения оптико-модельных параметров  $\alpha_{SF}(w_{SF})$  приведены на рис. 1—4\*

$J^\pi(T)$	Ядро	$\Gamma_{\text{эксп.}}$ , МэВ [1]	$\Gamma_{\text{теор.}}$ , МэВ	$\bar{\sigma}_{\mu L}^m$ , мб	$\bar{\sigma}_{\text{сЕ}2}^m$ , мб	$p_L$ , ( $\omega_1-\omega_2$ ) МэВ	$\beta$
$0^+(T=0)$	$^{90}\text{Zr}$	3	3,2 (3,2)	1,08 (1,04)	—	0,86 (0,86) (10—22)	0,2
	$^{124}\text{Sn}$	3,5	3,1 (3,2)	2,24 (2,14)	—	0,91 (0,89) (10—22)	0,2
	$^{140}\text{Ce}$	3	2,3 (2,7)	4,79 (4,06)	—	1,07 (0,88) (10—22)	0,2
	$^{208}\text{Pb}$	2,5	3,1 (3,5)	7,38 (5,34)	—	0,80 (0,75) (9—22)	0,2
$2^+(T=0)$	$^{90}\text{Zr}$	3,5	2,9 (3,5)	0,73 (0,63)	2,66 (2,00)	0,98 (0,86) (8—20)	0,15
	$^{124}\text{Sn}$	3	1,8 (2,1)	2,64 (1,83)	6,10 (4,27)	0,95 (0,92) (8—20)	0,15
	$^{140}\text{Ce}$	2,5	2,3 (2,5)	3,14 (2,34)	5,90 (3,75)	0,96 (0,89) (8—20)	0,15
	$^{208}\text{Pb}$	2,5	2,0 (2,4)	—	11,3 (10,6)	0,99 (0,82) (8—20)	0,15
$2^+(T=1)$	$^{90}\text{Zr}$	7,5	11,3 (7,0)	$5,86 \cdot 10^{-2}$ ( $8,67 \cdot 10^{-2}$ )	2,44 (3,89)	0,89 (1,00) (15—37)	0,15
	$^{124}\text{Sn}$	—	10,7 (6,5)	$1,35 \cdot 10^{-1}$ ( $1,96 \cdot 10^{-1}$ )	4,21 (6,15)	1,10 (1,01) (14—36)	0,15
	$^{140}\text{Ce}$	6,5	10,4 (6,0)	$2,06 \cdot 10^{-1}$ ( $3,16 \cdot 10^{-1}$ )	5,45 (8,45)	0,90 (0,98) (15—34)	0,15
	$^{208}\text{Pb}$	5	8,2 (5,2)	$7,56 \cdot 10^{-1}$ (1,02)	10,7 (14,9)	1,10 (0,95) (13—35)	0,15

\* Для  $^{90}\text{Zr}$   $\bar{\sigma}_{\mu L=1}^m = 1,18$  мб; для  $^{124}\text{Sn}$   $\bar{\sigma}_{\mu L=1}^m = 2,86$  мб; для  $^{208}\text{Pb}$   $\bar{\sigma}_{\mu L=1}^m = 24,9$  мб;  
для  $^{140}\text{Ce}$   $\bar{\sigma}_{\mu L=1}^m = 3,34$  мб.

Определенным контролем проведенных расчетов явилась близость к единице отношений «интегральных сечений» к соответствующим правилам сумм

$$p_L \equiv \int_{\omega_1}^{\omega_2} \omega S_{V_L}(\omega) d\omega / \frac{3}{10} C_L (MR^2)^{-1} (2L+1)^{-1} A$$



( $C_{L=0} = 1$ ;  $C_{L=2} = 9/4$ ). Величины  $p_L$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  также приведены в табл. 1.

**$E2$ -фотопоглощение.** Среднее сечение фотопоглощения с возбуждением изоскалярного или изовекторного  $E2$ -ГР пропорционально соответствующей силовой функции  $S_{V_{L=2}}(\omega = E_\gamma)$ :

$$\bar{\sigma}_{cE2}(E_\gamma) = (\pi^2/6) e^2 k_\gamma^3 R^4 S_{V_{L=2}}(E_\gamma).$$

В качестве примера на рис. 9 приведена энергетическая зависимость сечения  $\bar{\sigma}_{cE2}(E_\gamma)$ , рассчитанная для ядра  $^{90}\text{Zr}$ . Результаты расчетов

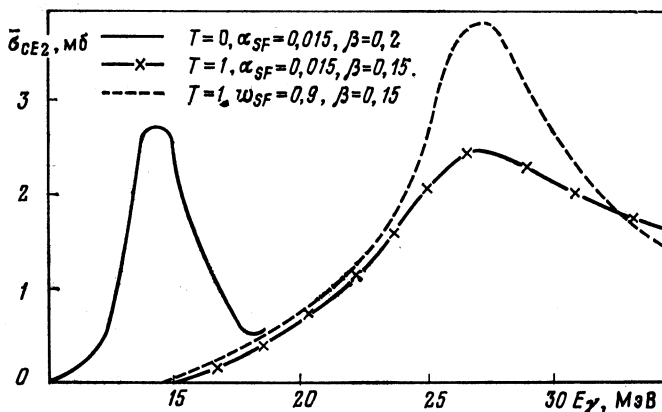


Рис. 9. Результаты расчетов сечения  $\bar{\sigma}_{cE2}(E_\gamma)$  в окрестности максимумов  $E2$ -ГР для ядра  $^{90}\text{Zr}$ . Значения использованных в расчетах оптико-моделных параметров указаны на рисунке

показывают, что даже в окрестности максимумов  $E2$ -ГР вклад  $E2$ -фотопоглощения в полное сечение является, как правило, малым. Значения сечений в максимумах  $\bar{\sigma}_{cE2}^m$  приведены в табл. 1.

**Безрадиационный захват мюонов в  $1s$ -состояние с возбуждением  $EL$ -ГР.** В процессе захвата мюона из состояний непрерывного спектра с энергией  $\epsilon_\mu$  в  $1s$ -состояние мезоатома (обратная конверсия) генерируется переменное электрическое поле с частотой  $\omega = \epsilon_\mu - \epsilon_{1s}$  и радиальной зависимостью

$$V_{\mu L}(r) = r^{-(L+1)} \int_0^r r_\mu^L \chi_{\epsilon_\mu}^{(+)} \chi_{1s} dr_\mu + r^L \int_r^\infty r_\mu^{-(L+1)} \chi_{\epsilon_\mu}^{(+)} \chi_{1s} dr_\mu, \quad (75)$$

где  $r_\mu^{-1} \chi_{\epsilon_\mu}^{(+)}$  и  $r_\mu^{-1} \chi_{1s}$  — радиальные волновые функции мюона. Среднее сечение обратной конверсии с возбуждением  $EL$ -ГР пропорционально силовой функции, отвечающей полю  $V_{\mu L}$ :

$$\bar{\sigma}_{\mu L}(\omega) = 4\pi^3 e^4 k_\mu^{-2} S_{V_{\mu L}}(\omega), \quad (76)$$

где  $k_\mu$  — волновой вектор мюона;  $S_{V_{\mu L}}(\omega)$  определяется соотношениями (72)—(74), в которых  $V_L \rightarrow V_{\mu L}$ . Сечения  $\bar{\sigma}_{\mu L}(\omega)$  обнаруживают максимумы, отвечающие соответствующим  $EL$ —ГР. Значения сечений в максимумах  $\bar{\sigma}_{\mu L}^m$ , рассчитанные согласно (76), (75) для ряда ядер, приведены в табл. 1 [23]. Необходимые для расчета волновые функции мюонов находили численным интегрированием соответствующего нерелятивистского уравнения с кулоновским потенциалом вида (42). Результаты расчетов сечений  $\bar{\sigma}_{\mu L}$  противоречат выводам работы [24] и, по-видимому, качественно согласуются с выводами работ [25]. Возбуждение  $EL$ —ГР в процессе безрадиационного захвата мюона экспериментально пока не изучено.

#### 4. РЕЛАКСАЦИЯ ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ

**Зарядово-обменная функция отклика.** Полные ширины ГТР. Обратимся к рассмотрению релаксации ГТР и АР —  $1^+$  и  $0^+$  зарядово-обменных гигантских резонансов типа  $p$ -дырка. Как и для  $EL$ —ГР, основной величиной в анализе релаксации ГР с  $T_3 = -1$  является средняя зарядово-обменная функция отклика,  $A_{V(2)}^{\bar{p}n}(\omega)$ . Явное выражение для нее, которое можно получить теми же методами, что и для «одноименной» функции отклика  $A^\alpha(\omega)$ , имеет вид, аналогичный (37):

$$\left. \begin{aligned} A_{V(1)}^{\bar{p}n}(r, r'; \omega) &= \sum_{\lambda(v)} n_\lambda^n t_{\lambda v}^{(V)} \chi_\lambda(r) \chi_\lambda(r') \Theta(\omega' + \\ &+ \varepsilon_\lambda - \mu_{\bar{n}}) g_{(v)}^p(r, r'; \varepsilon = \varepsilon_\lambda + \omega); \\ A_{V(2)}^{\bar{p}n}(r, r'; \omega) &= \sum_{\nu(\lambda)} n_\nu^n t_{\lambda \nu}^{(V)} \chi_\nu(r) \chi_\nu(r') \times \\ &\times g_{(\lambda)0}^n(r, r'; \varepsilon = \varepsilon_\nu - \omega) + \\ &+ \sum_{\lambda(v)} n_\lambda^n t_{\lambda v}^{(V)} \chi_\lambda(r) \chi_\lambda(r') \Theta(\mu_{\bar{n}} - \varepsilon_\lambda - \\ &- \omega') g_{(v)0}^p(r, r'; \varepsilon = \varepsilon_\lambda + \omega), \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

причем оптическая добавка к гамильтониану, определяющему функцию Грина  $g_{(v)}^p(r, r'; \varepsilon = \varepsilon_\lambda + \omega)$ , имеет вид, аналогичный (22):

$$\Delta h(\varepsilon) \rightarrow \Theta(\omega' + \varepsilon_\lambda - \mu_{\bar{n}}) \Delta h_p(\varepsilon = \varepsilon_\lambda + \omega) - \Theta(\mu_{\bar{n}} - \varepsilon_\lambda) \Delta h(\varepsilon = \varepsilon_\lambda).$$

Здесь  $\omega$  — энергия возбуждения, отсчитанная от основного состояния материнского ядра;  $\omega' \equiv \omega - \mu_p^+ + \mu_{\bar{n}}$  — энергия возбуждения ядра-продукта.

Гамов-теллеровский резонанс отвечает зарядово-обменному возбуждению с переворотом спина и практически без изменения пространственной конфигурации ядра [16]. По этой причине полную ширину ГТР можно определить при изучении энергетической зависимости силовой функции  $S_{GT}(\omega)$ , отвечающей полю  $V_{GT} = \sigma \tau$  (-).

Выражение для указанной силовой функции и уравнение для соответствующего эффективного поля имеют вид, аналогичный (61)—(63):

$$S_{GT} = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \{ \tilde{V}_{GT}^{\dagger} \{ A^{pn} \tilde{V}_{GT} \} \}; \quad \tilde{V}_{GT} = V_{GT} + G' \{ A^{pn} \tilde{V}_{GT} \}; \quad (78)$$

$$\tilde{V}_{GT}(r; \omega) = 1 + \frac{1}{4\pi r^2} G' \int A_{(\sigma)}^{pn}(r, r'; \omega) \tilde{V}_{GT}(r'; \omega) dr', \quad (79)$$

где функцию отклика  $A_{(\sigma)}^{pn}(r, r'; \omega)$  следует определить выражением (77) со значением кинематического фактора  $t_{\lambda\nu}^{(\sigma)}$  (39).

Для изученных в связи с  $EL$ —ГР ядер  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  по (78) и (79) рассчитаны энергетические зависимости силовых функций  $S_{GT}(\omega)$ . Параметр  $G'$ , характеризующий интенсивность спин-изоспиновой части эффективного взаимодействия нуклонов, выбран согласно (47), параметризация мнимой части оптического потенциала — согласно (54в), причем параметры  $\alpha_{SF}$  фиксированы по полной ширине  $E1$ —ГР в соответствующих ядрах, параметр  $\beta$  полагали равным нулю. Для каждого ядра расчетная зависимость обнаруживает отвечающий ГТР максимум с шириной, удовлетворительно согласующейся с экспериментальным значением (табл. 2) [26]. Пример ука-

Таблица 2. Результаты расчетов параметров  $1^+$ —ГТР

Материнское ядро	$\omega_G^{\text{ЭКСП}}$ , МэВ [з]	$\Gamma_G^{\text{ЭКСП}}$ , МэВ [з]	$\alpha_{SF}$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\omega_G^{\text{ТЕОР}}$ , МэВ	$\Gamma^{\text{ТЕОР}}$ , МэВ	$p_{GT}$ : ( $\omega_1 - \omega_2$ ) МэВ
$^{90}\text{Zr}$	15,6	4,4	0,015	16,2	3,5	0,84 (7—30)
$^{124}\text{Sn}$	14,5	4,5	0,02	15,6	4,2	0,83 (7—30)
$^{208}\text{Pb}$	19,3	4,1	0,03	19,2	4,75	0,86 (7—30)

занной зависимости для материнского ядра  $^{208}\text{Pb}$  приведен на рис. 10. В согласии с выводами работы [16] наряду с главным максимумом, отвечающим переходам  $j_{\lambda} = l_{\lambda} + 1/2 \rightarrow j_{\nu} = l_{\nu} - 1/2$ , имеются два сателлита, отвечающие переходам  $j_{\lambda} = l_{\lambda} \pm 1/2 \rightarrow j_{\nu} = l_{\nu} \pm 1/2$  и  $j_{\lambda} = l_{\lambda} - 1/2 \rightarrow j_{\nu} = l_{\nu} + 1/2$ . Определенным контролем проведенных расчетов явилась близость к единице отношений «интегральных сечений» к соответствующему правилу сумм:

$$p_{GT} \equiv \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{GT}(\omega) d\omega / 3(N - Z).$$

Величины  $p_{GT}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  приведены в табл. 2.

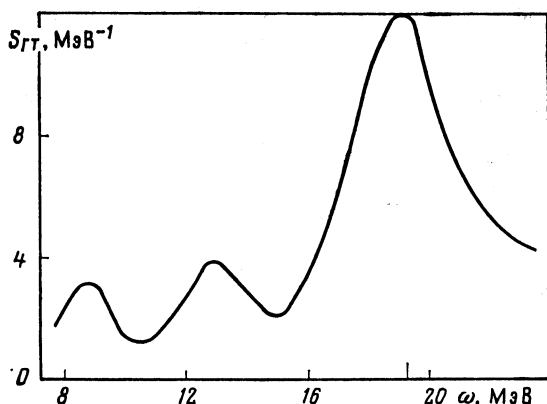


Рис. 10. Результаты расчетов силовой функции  $S_{\text{ГТ}}(\omega)$  для материнского ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Значения использованных в расчетах оптико-моделных параметров указаны в тексте и табл. 2

**Захват протонов с возбуждением ГТР. Парциальные протонные ширины.** Основным способом возбуждения ГТР являются в настоящее время прямые реакции ( $pn$ ), ( $^3\text{He } t$ ) и т. п. [3]. В связи с этим представляет интерес вопрос о возможности наблюдения ГТР в резонансных реакциях и в первую очередь в реакциях с протонами. Резонансная ( $pn$ )-реакция, сечение которой приблизительно совпадает с сечением захвата протонов  $\sigma_c$  может быть одной из таких реакций. Главное в оценке возможности наблюдения ГТР в резонансной ( $pn$ )-реакции — оценка сечения в максимуме. В рамках ООМЯР такая оценка возможна. Пусть  $(j_\lambda^{-1})_n$  — конфигурация ядра-мишени ( $N-1, Z$ ). За счет спин-изоспиновой части эффективного взаимодействия (32) возможен захват протона из состояния непрерывного спектра  $\varphi_{\text{кп}}^{(+)}$  ( $\varphi_{\text{кп}}^{(+)}$  — оптико-моделная волновая функция протона) в нейтронное состояние  $\varphi_\lambda$ . В процессе захвата генерируется действующее на материнское ядро внешнее поле

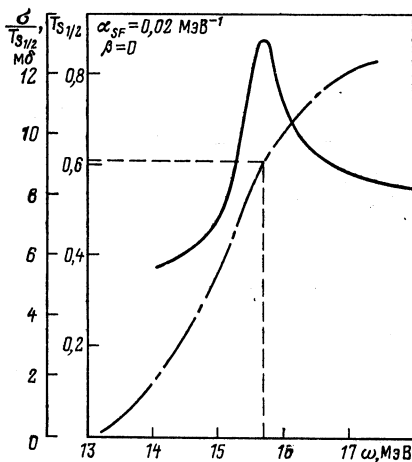
$$V_\sigma(\mathbf{r}) = G' \tau^{(-)} \sigma (\varphi_\lambda^+ \sigma \varphi_{\text{кп}}^{(+)}) \quad (80)$$

с частотой  $\omega = \varepsilon_k + \varepsilon_b$ , где  $\varepsilon_b$  — энергия связи нейтрона в этом ядре. Сечение захвата с возбуждением  $1^+$ -состояний в ядре ( $N-1, Z+1$ ) пропорционально силовой функции, отвечающей полю (80). После отделения угловых переменных выражение для указанного сечения имеет вид

$$\sigma_c(\varepsilon_k) = \frac{1}{4} \pi g_\lambda k^{-2} \sum_{j_\lambda} t_{\lambda\nu}^{(\sigma)} S_\sigma(\omega). \quad (81)$$

Здесь  $g_\lambda = (3/2)(2j_\lambda + 1)$  — кинематический фактор;  $S_\sigma(\omega)$  — силовая функция, определяемая соотношением (78), причем эффективное

Рис. 11. Результаты расчетов приведенного сечения захвата протонов ядром  $^{117}\text{Sn}$  с возбуждением  $1^+$  — ГТР в материнском ядре  $^{118}\text{Sn}$  (сплошная линия) и энергетической зависимости опτικο-модельного коэффициента прилипания  $T_{s1/2}$  (штрихпунктирная линия). Значения использованных в расчетах опτικο-модельных параметров указаны на рисунке



поле  $\tilde{V}_\sigma(r; \omega)$  удовлетворяет интегральному уравнению (79), в котором осуществлена замена  $1 \rightarrow \rightarrow V_\sigma(r)$ :

$$V_\sigma(r) = G'r^{-2}\chi_{\nu}^{(+)}(r)\chi_\lambda(r), \quad (82)$$

где  $\chi_{\nu}^{(+)}(r)$  — волновая функция вида (57). В качестве примера применения соотношений (81) и (82) была рассчитана энергетическая зависимость сечения  $\sigma_c(\omega)$  для рассеяния протонов на ядре  $^{117}\text{Sn}$  в предположении, что спектроскопический фактор однодырочного состояния  $(1/2^+)_n^{-1}$  равен единице. Поскольку сечение  $\sigma_c$  пропорционально прочности кулоновского барьера, то результаты расчета (рис. 11) приведены для отношения  $\sigma_c/T_\lambda$ , где  $T_\lambda$  — опτικο-модельный коэффициент прилипания для  $s_{1/2}$ -протонной волны. Параметры оптического потенциала, необходимые для расчета волновой функции  $\chi_{\nu}^{(+)}(r)$  и коэффициента  $T_\lambda$ , выбраны согласно [27]. Приведенная на рис. 11 зависимость обнаруживает максимум, отвечающий возбуждению ГТР в материнском ядре  $^{118}\text{Sn}$ . Сечение в максимуме  $\sigma_c^m \approx 8$  мб меньше фонового (оптического) сечения захвата протона при соответствующей энергии ( $\sigma_c \approx 70$  мб) [27]. Это обстоятельство хотя и указывает на принципиальную возможность наблюдения ГТР в резонансной  $pp$ -реакции, но делает реализацию этой возможности, по-видимому, трудно осуществимой.

По сечению захвата протона ядром, находящимся в основном или возбужденном состоянии (с конфигурацией  $(j_\lambda^{-1})_n$ ), можно вычислить парциальную протонную ширину ГТР. Предполагая, что в окрестности максимума ГТР приведенное сечение  $\sigma_c/T_\lambda$  описывается формулой Брейта — Вигнера, для приведенной парциальной протонной ширины получаем следующее выражение:

$$2\pi^2 g_\lambda \Gamma_\lambda^\dagger(e_K^r) / T_\lambda(e_K^r) = \int k^2 [\sigma_c(\omega) / T_\lambda(\omega)] d\omega. \quad (83)$$

Первые экспериментальные данные относительно парциальных протонных ширин ГТР получены из анализа сечений реакции  $^{206}\text{Pb}(^3\text{He}, tp)^{207}\text{Pb}$  [28]. Процедура расчета парциальных ширин согласно (81) и (83) является весьма трудоемкой. Поэтому представляет интерес сравнить результаты такого расчета и расчета по упрощенной

формуле, полученной в рамках схематической теории ГТР [29, 26]:

$$\Gamma_{\lambda}^{\uparrow} = 2\pi \sum_{i\nu} t_{\lambda\nu}^{(\sigma)} \left| \int \chi_{\nu}^{(+)} \mathcal{Y} \chi_{\lambda} dr \right|^2, \quad (84)$$

где поле  $\mathcal{Y}(r)$  пропорционально плотности нейтронного избытка (49):  $\mathcal{Y}(r) = G'(N - Z)^{-1/2} n(r)$ . Результаты двух вариантов расчета приведенных парциальных ширин, выполненных для материнских ядер  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , удовлетворительно согласуются между собой (табл. 3). Отметим также, что с помощью соотношения (84) в [26]

Таблица 3. Результаты расчетов парциальных протонных ширин по (83) и (84) для распада  $1^+$  — ГТР

Ядро-мишень	$(j_{\lambda}^{-1})_n$	$\alpha_{SF}$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\Gamma_{\lambda}^{\uparrow}$ , кэВ	$\Gamma_{\lambda}^{\uparrow}$ схем., кэВ
$^{117}\text{Sn}$	$s_{1/2}^{-1}$	0,02	22,10	17,46
	$d_{3/2}^{-1}$	0,02	12,15	9,34
$^{207}\text{Pb}$	$p_{1/2}^{-1}$	0,03	105,20	79,74

получено удовлетворительно согласующееся с экспериментальными данными описание приведенных ширин для протонного распада ГТР, возбуждаемого в материнском ядре  $^{208}\text{Pb}$ .

## 5. РЕЛАКСАЦИЯ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

Распад аналоговых резонансов и сохранение изоспина в средне-тяжелых ядрах. Специфической особенностью АР, отличающей их от других гигантских резонансов, является малость полной ширины  $\Gamma$  ( $\Gamma \leq 0,25$  МэВ [2]). Запрет по изоспину на «распад» АР на многочастичные конфигурации приводит к существенному уменьшению релаксационной ширины  $\Gamma^{\downarrow}$  по сравнению с соответствующими ширинами для других ГР [2, 7]. Отсутствие гросс-структуры позволяет представить полную ширину АР в усредненных по энергии сечениях в виде:  $\Gamma = \Gamma^{\downarrow} + \Gamma^{\uparrow}$ , где  $\Gamma^{\uparrow}$  — ширина АР для распада по открытым каналам. В среднетяжелых ядрах [ $(N - Z) \gg 1$ ] ширина  $\Gamma^{\uparrow}$  практически совпадает с полной протонной шириной ( $\Gamma^{\uparrow} \approx \Gamma_p^{\uparrow} = \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda}^{\uparrow}$ ), поскольку с точки зрения оболочечной модели аналоговому резонансу отвечают коллективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка и потому прямой протонный распад АР — процесс одноступенчатый. Прямой нейтронный распад АР как процесс двух-

ступенчатый, дает малый вклад в ширину  $\Gamma^\dagger$  для среднетяжелых ядер [7].

В отличие от ГР с «нормальным» изоспином, совпадающим с изоспином основного состояния возбужденного ядра, полную ширину АР нельзя найти, изучая энергетическую зависимость силовой функции  $S_F(\omega)$  вида (34), отвечающей полю  $V = \tau^{(-)}$ . Такой расчет игнорирует приближенное сохранение изоспина и приводит к полной ширине  $\Gamma$  того же порядка, что и для других ГР. Изучение зависимости  $S_F(\omega; \Delta h \rightarrow 0)$  позволяет вычислять лишь «естественную» протонную ширину  $\Gamma_{0p}^\dagger \equiv \Gamma_p^\dagger (\Delta h \rightarrow 0)$  [31]. В схеме, в которой изоспин является приближенным квантовым числом, полная и парциальные ширины АР определяются переменной частью среднего (по распределению протонов) кулоновского поля  $V_C(r)$ . Практически важным вопросом в количественной интерпретации ширины  $\Gamma^\dagger$  и  $\Gamma_\lambda^\dagger$  в рамках ООМЯР является учет связи (реальных и виртуальных) протонных каналов распада АР. Игнорирование связи каналов приводит к существенному завышению расчетных значений указанных ширин по сравнению с экспериментальными значениями [2, 7]. Метод учета связи каналов в расчете ширин  $\Gamma^\dagger$  и  $\Gamma_\lambda^\dagger$ , основанный на использовании эффективного «зарядово-обменного» кулоновского поля, сформулирован в [7]. Однако практическая реализация этого метода стала возможной лишь в последнее время [32].

Базисные соотношения для расчета парциальных протонных и релаксационных ширин АР. Пусть  $E_A$  — энергия аналогового состояния (АС), отсчитанная от основного состояния материнского ядра ( $Z, N$ ). В низшем по полю  $\mathcal{V}_C(r) = V_C(r) - E_A$  порядке энергии  $E_A$  находят усреднением кулоновской энергии взаимодействия протона с ядром по плотности нейтронного избытка

$$E_A \approx \bar{V}_C = (N - Z)^{-1} \int n(r) V_C(r) dr. \quad (85)$$

В качестве приближенных выражений для  $V_C(r)$  и  $n(r)$  можно использовать соотношения (42) и (49).

Связь АС с конфигурациями типа протон-нейтронная дырка реализуется за счет не сохраняющего изоспин поля  $\mathcal{V}_C$ . В частности, парциальная ширина для протонного распада АР в основное или возбужденное состояние конечного ядра ( $Z, N - 1$ ) с конфигурацией, определяемой состоянием нечетного нейтрона в материнском ядре или ядре-продукте, в низшем по  $\mathcal{V}_C$  порядке равна [7]:

$$\Gamma_\lambda^\dagger = 2\pi (N - Z)^{-1} (2j_\lambda + 1) n_\lambda \left| \int \chi_{(\lambda)}^{(+)} \tilde{\mathcal{V}}_C(r; \omega = E_A) \chi_\lambda(r) dr \right|^2. \quad (86)$$

Здесь  $r^{-1} \chi_\lambda$  и  $r^{-1} \chi_{(\lambda)}^{(+)}$  — радиальные волновые функции соответственно для нейтрона в связанном состоянии и протона в континууме;  $\tilde{\mathcal{V}}_C(r; \omega)$  — эффективное зарядово-обменное кулоновское поле, удо-

влетворяющее интегральному уравнению вида (31):

$$\tilde{\mathcal{T}}_C(r; \omega) = \mathcal{T}_C(r) + \frac{F'}{4\pi r^2} \int A_{(L=0)}^{pn}(r, r'; \omega) \tilde{\mathcal{T}}_C(r'; \omega) dr', \quad (87)$$

в котором функция отклика  $A_{(L=0)}^{pn}$  определена выражением (77) со значением кинематического фактора  $t_{\lambda\nu}^{(L=0)} = (2j_\lambda + 1)\delta_{\lambda\nu}$  (39). В пренебрежении всеми прямыми каналами распада кроме протонных полная ширина AP пропорциональна мнимой части обусловленной полем  $\mathcal{T}_C$  поправки к энергии АС, т. е. силовой функции вида (36), отвечающей полю  $\mathcal{T}_C$  [7]:

$$\Gamma = 2\pi(N - Z)^{-1} S_{\mathcal{T}_C}(\omega = E_A); S_{\mathcal{T}_C} = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \{ \tilde{\mathcal{T}}_C^* \{ A^{pn} \tilde{\mathcal{T}}_C \} \}. \quad (88)$$

Релаксационную ширину  $\Gamma^\dagger = \Gamma - \sum_\lambda \Gamma_\lambda^\dagger$  можно рассчитать с помощью соотношений (86)—(88). Из этих соотношений следует, что  $\Gamma^\dagger \rightarrow 0$ , когда  $\Delta h \rightarrow 0$ . Таким образом, ширина  $\Gamma^\dagger$  существует за счет кулоновского смешивания АС и  $0^+$ -конфигураций протон-нейтронная дырка, которые в свою очередь «распадаются» на многочастичные конфигурации.

**Метод и результаты расчета парциальных протонных и релаксационных ширин AP.** В качестве примера использования соотношений (86)—(88) были рассчитаны ширины  $\Gamma_\lambda^\dagger$  и  $\Gamma^\dagger$  для распада  $0^+ - AP$  в ядре  $^{208}\text{Bi}$  (аналог основного состояния ядра  $^{208}\text{Pb}$ ). Основные протонные каналы распада указанного AP отвечают простым конфигурациям  $(j_\lambda^{-1})_n$  ядра-продукта  $^{207}\text{Pb}$ . Экспериментальные данные, относящиеся к указанному AP, наиболее полны [2]:  $\Gamma_{\text{эксп}} \approx 220$  кэВ,  $(\Gamma_p^\dagger)_{\text{эксп}} \approx 140$  кэВ (следовательно,  $\Gamma_{\text{эксп}}^\dagger \approx 80$  кэВ), значения парциальных протонных ширин  $(\Gamma_\lambda^\dagger)_{\text{эксп}}$  и соответствующие этим ширинам кинетические энергии протонов  $\epsilon_{(\lambda)}^{\text{эксп}}$  приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Результаты расчетов парциальных протонных ширин для распада  $0^+ - AP$  в материнском ядре  $^{208}\text{Pb}$

Конфигурация $(j_\lambda^{-1})_n$	$\epsilon_{(\lambda)}^{\text{эксп}}$ , МэВ	$\epsilon_{(\lambda)}^{\text{расч}}$ , МэВ	$(\Gamma_\lambda^\dagger)^{\text{расч}}$ , кэВ	$(\Gamma_\lambda^\dagger)^{\text{теор}}$ , кэВ	$(\Gamma_\lambda^\dagger)^{\text{эксп}}$ , кэВ [2]
$3p_{1/2}$	11,49	11,0	31,1	38,0	$\begin{cases} 50 \pm 8 \\ 56 \pm 3 \end{cases}$
$2f_{5/2}$	10,92	10,35	10,1	16,5	$\begin{cases} 18 \\ 25 \pm 3 \end{cases}$
$3p_{3/2}$	10,59	9,77	27,3	51,0	$\begin{cases} 40 \pm 12 \\ 63 \pm 4 \end{cases}$
$1i_{13/2}$	9,74	8,54	0,02	0,1	—
$2f_{7/2}$	9,15	7,25	0,25	4,3	$5 \pm 1$
$1h_{9/2}$	8,06	7,42	0,004	0,015	—



Рассчитанная согласно (85) и (42) и последнему из соотношений (49) энергия  $\bar{V}_C$  равна 18,60 МэВ. Точнее энергию АР можно найти, например, нахождением максимума энергетической зависимости силовой функции  $S_F(\omega; \Delta h \rightarrow 0)$ . Рассчитанное таким образом значение  $E_A^{(1)}$  равно 18,40 МэВ ( $E_A^{\text{экссп}} = 18,79$  МэВ). Силовая функция  $S_{\mathcal{V}'_C^{(1)}}(\omega; \Delta h \rightarrow 0)$  обнаруживает в окрестности  $\omega = E_A^{(1)}$  резонансную зависимость (с шириной, равной примерно 0,2 МэВ), существование которой отражает неточность в определении  $\mathcal{V}'_C(r)$ . Подбором величины  $E_A \rightarrow E'_A$  в определении  $\mathcal{V}'_C(r)$  ( $E'_A = 18,03$  МэВ) можно добиться того, чтобы указанная резонансная зависимость исчезла и силовая функция  $S_{\mathcal{V}'_C^{(1)}}(\omega; \Delta h \rightarrow 0)$  стала плавной функцией  $\omega$ . По (42), (86), (87) и (88) с  $\mathcal{V}'_C^{(1)} = V_C(r) - E'_A$  рассчитаны полная и парциальные протонные ширины для значения  $\omega = 18,40$  МэВ с использованием следующих параметров  $\Delta h$ :  $\alpha_{SF} = 0,03$  МэВ<sup>-1</sup> (см. разд. 2 и 3),  $\beta = 0$ . В табл. 4 приведены расчетные значения кинетических энергий протонов, отвечающих различным каналам распада рассматриваемого АР:  $\varepsilon_{(\lambda)}^{\text{расч}} = \varepsilon_{\lambda}^n + \omega$ , где  $\omega = 18,40$  МэВ. Значения  $(\Gamma_{\lambda}^{\dagger})_{\text{расч}}$  также приведены в табл. 4. Рассчитанная согласно соотношению  $\Gamma^{\dagger} = \Gamma - \sum_{\lambda} (\Gamma_{\lambda}^{\dagger})_{\text{расч}}$  ширина  $\Gamma^{\dagger} = 70$  кэВ близка к экспериментальному значению. Результаты расчетов ширины  $\Gamma^{\dagger}$  в зависимости от интенсивности поглощения  $\alpha_{SF}$  (для значений  $\beta = 0; 0,1; 0,2$ ) как с учетом ( $F' \neq 0$ ), так и без учета связи каналов ( $F' = 0$ ) приведены на рис. 12. Как следует из этих результатов, учет связи каналов весьма существен в количественной интерпретации ширины  $\Gamma^{\dagger}$  и позволяет согласовать теоретические значения с экспериментальными.

Из-за проницаемости кулоновского барьера расчетные значения ширины  $\Gamma_{\lambda}^{\dagger}$  чувствительны к выбору энергий протонов  $\varepsilon_{(\lambda)}$ . Поэтому для сравнения с экспериментальными значениями в расчете ширины  $(\Gamma_{\lambda}^{\dagger})_{\text{теор}}$  использованы значения энергии  $\varepsilon_{(\lambda)}^{\text{экссп}}$ . Результаты расчетов как с учетом, так и без учета связи каналов ( $\alpha_{SF} = 0,03$  МэВ<sup>-1</sup>,  $\beta = 0$ ) приведены в табл. 4. В качестве примера на рис. 13 приведены также результаты расчетов упругой парциальной протонной ширины для рассматриваемого АР в зависимости от параметра  $\alpha_{SF}$  ( $\beta = 0; 0,1; 0,2$ ). Из приведенных результатов следует: 1) учет связи каналов существен в количественной интерпретации ширины  $\Gamma_{\lambda}^{\dagger}$  (хотя и в меньшей степени, чем для ширины  $\Gamma^{\dagger}$ ) и позволяет согласовать теоретические значения с экспериментальными; 2) теоретические значения ширины  $\Gamma_{\lambda}^{\dagger}$  слабо зависят от  $\alpha_{SF}$  в согласии с выводом о подавлении связи АР с многочастичными конфигурациями из-за приближенного сохранения изоспина [7].

Результаты расчетов ширин  $\Gamma^{\dagger}$  и  $\Gamma_{\lambda}^{\dagger}$ , выполненных по изложенной схеме для других жестких сферических ядер, подтверждают сле-

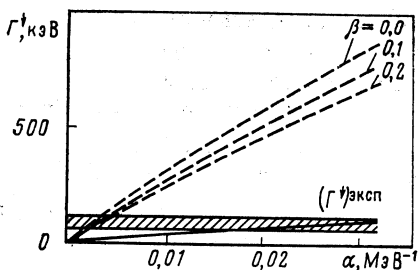


Рис. 12. Зависимость ширины  $\Gamma_{\downarrow}$  для  $0^+ - AP$  в материнском ядре  $^{208}Pb$  от параметров оптической модели: сплошные линии соответствуют  $F' \neq 0$ , пунктир —  $F' = 0$

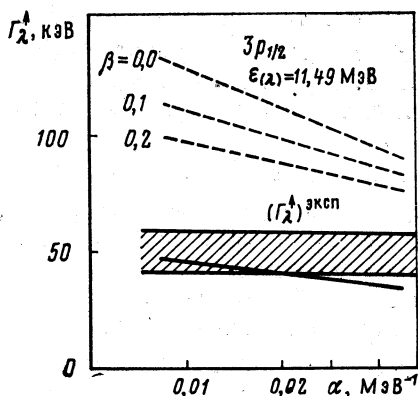


Рис. 13. Зависимость упругой протонной ширины для  $0^+ - AP$  в материнском ядре  $^{208}Pb$  от параметров оптической модели

ланные в этом разделе выводы относительно роли эффекта связи каналов и возможности количественной интерпретации указанных ширин в рамках ООМЯР.

## 6. E1-РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

**Гигантские резонансы и возбуждение компаунд-состояний.** Переходы с возбуждением компаунд-состояний ядер, а также переходы между компаунд-состояниями под действием одночастичного поля  $\hat{V} = \sum_a V_a$  реализуются как за счет возбуждения соответствующих конфигураций типа частица — дырка, так и за счет «распада» этих конфигураций на многочастичные. Интенсивность указанных переходов определяется силовой функцией, отвечающей полю  $\hat{V}$ . Как было показано выше, длинноволновому полю определенной спиговой симметрии отвечает изолированный гигантский резонанс в зависимости  $S_V(\omega)$ . Если энергии переходов  $\omega$  меньше энергии соответствующего ГР, то интенсивности переходов определяются низкоэнергетической частью силовой функции, т. е. «хвостом» ГР. В рамках ООМЯР силовая функция  $S_V(\omega < E_G)$  пропорциональна мнимой части оптического потенциала для холодного или нагретого ядра. Первый случай реализуется для переходов между основным (или низковозбужденным) и компаунд-состояниями, т. е. для переходов между простыми и сложными конфигурациями [(s — c)-переходы], второй — для переходов между компаунд-состояниями [(c' — c)-переходы]. Здесь рассмотрим в основном обусловленные релаксацией E1—ГР переходы обоих типов, отвечающие E1-радиационному распаду нейтронных резонансов.

**Парциальные E1-радиационные силовые функции нейтронных резонансов и валентный механизм E1-фотопоглощения.** Исследова-

ние  $(\gamma n)$ -реакции вблизи порога и обратной реакции позволяет получить детальную информацию о парциальных  $E1$ -радиационных и нейтронных ширинах компаунд-резонансов  $\bar{\gamma}_{\nu_0}$  и  $\gamma_n$ , а также о соответствующих силовых функциях  $(SF)_{\nu_0} = \bar{\gamma}_{\nu_0}/d$  и  $(SF)_n = \bar{\gamma}_n/d$ . Из этих данных получают также информацию о коэффициенте корреляции парциальных радиационных и нейтронных ширин  $C(\gamma_{\nu_0}, \gamma_n)$ . С помощью этого коэффициента можно определить валентную  $(SF)_{\nu_0}^{(1)}$  и невалентную  $(SF)_{\nu_0}^{(2)}$  части парциальных радиационных силовых функций  $(SF)_{\nu_0} = (SF)_{\nu_0}^{(1)} + (SF)_{\nu_0}^{(2)}$ . Надежных экспериментальных данных по указанным параметрам сечений фотонейтронных реакций не так уже много. Укажем на некоторые их особенности. Большие, т. е. сравнимые с единицей, значения коэффициентов корреляции найдены для ядер вблизи резонансов формы, где имеют максимумы соответствующие нейтронные силовые функции. Это обстоятельство указывает на существенный вклад валентного механизма в формировании величин  $(SF)_{\nu_0}$  в таких ядрах. Исследуемый энергетический интервал не превышает обычно 0,5 МэВ вблизи энергии связи нейтрона, так что указанные фотонейтронные данные открывают «узкое окошко» в энергетической зависимости соответствующих радиационных силовых функций.

Обратимся к интерпретации величин  $(SF)_{\nu_0}$  и  $(SF)_n$  в рамках ООМЯР. Что касается  $(SF)_n$ , то результат хорошо известен [13, 6]:

$$(SF)_n = (2/\pi)\eta, \quad (89)$$

где  $\eta$  — мнимая часть фазы рассеяния нейтрона на оптическом потенциале. Для ядер, близких к резонансам формы, из (89) следует приближенная формула, выражающая зависимость  $(SF)_n$  от параметров модели (схематическая теория одночастичного резонанса):

$$2\pi(SF)_n \approx \Gamma_n^\dagger \Gamma^\dagger [(\epsilon - \epsilon_p)^2 + (\Gamma^\dagger)^2/4]^{-1}, \quad (90)$$

где  $\epsilon_p$  — энергия дискретного или квазидискретного уровня;  $\Gamma_n^\dagger(\epsilon)$  — одночастичная нейтронная ширина;  $\Gamma^\dagger = 2w_V$  — релаксационная ширина одночастичного резонанса, причем  $\Gamma_n^\dagger \ll \Gamma^\dagger$ .

Валентная часть парциальных  $E1$ -радиационных силовых функций нейтронных резонансов, обусловленная переходом валентного нейтрона из связанного состояния в континуум (или обратно), может быть описана в рамках ООМЯР. Идея вывода изложена в [6] и основана на практически безмодельном утверждении, что вблизи порога  $(\gamma n)$ -реакции  $(SF)_{\nu_0}$  пропорциональна флуктуационному сечению указанной реакции (или, что то же самое, квадратичной флуктуации соответствующего элемента матрицы рассеяния  $S_{\gamma n}$ ):

$$(SF)_{\nu_0} \sim [|\bar{S}_{\gamma n}|^2 - |\bar{S}_{\gamma n}|^2] \sim [\bar{\sigma}_{\gamma n} - \sigma_{\gamma n}^{\text{opt}}]. \quad (91)$$

В реалистическом случае, когда  $\bar{\gamma}_n \gg \bar{\gamma}_n^{\text{tot}}$ , среднее сечение  $(\gamma n)$ -реакции совпадает со средним сечением фотопоглощения  $\bar{\sigma}_{\gamma n} \approx \bar{\sigma}_{c.E1}$ . Оптическое сечение представляет собой сечение прямого

фотоэффекта, рассчитанное с использованием волновой функции оптической модели для вылетающего нуклона. Валентная часть сечения  $\bar{\sigma}_{c E1}$  определяется согласно (59)—(63) соответствующим сла-  
гаемым в силовой функции вида (36) и (37), так что с учетом (91)

$$(SF)_{V_0}^{(4)} \sim [S_{V_1(\lambda\nu)} - |(V_1)_{\lambda\nu}|^2]. \quad (92)$$

Из (92) следует явное выражение для отношения  $(SF)_{V_0}^{(4)} / (SF)_n$  [6]:

$$(SF)_{V_0}^{(4)} (\nu \rightarrow \lambda) / SF_n (\nu) = -\pi e^2 k_\nu^3 t_{\lambda\nu}^{(L=1)} n_\lambda (gT_\nu)^{-1} \times \\ \times \left\{ \text{Im} \int \chi_\lambda \tilde{V}_1^*(r; E_\nu) g_{(j_\nu l_\nu)}(r, r'; \varepsilon_\nu) \tilde{V}_1(r'; E_\nu) \chi_\lambda dr dr' + \right. \\ \left. + \left| \int \chi_\lambda \tilde{V}_1(r; E_\nu) \chi_\nu^{(+)} dr \right|^2 \right\}, \quad (93)$$

где  $g = (2j_\nu + 1)/2 (2j_\lambda + 1)$  — статистический фактор;  $T_\nu = 1 - \exp[-4\eta_\nu]$  — оптико-модельный коэффициент прилипания для парциальной нейтронной волны;  $\varepsilon_\nu \approx \varepsilon_\lambda + E_\nu$  — кинетическая энергия нейтрона; эффективное поле  $V_1(r; E_\nu)$  находится из уравнения (63). Важной особенностью отношения (93) является его независимость от мнимой части оптического потенциала [6, 33]. Это обстоятельство позволяет рассматривать (93) как отношение ширин  $\gamma_{V_0}^{(4)} / \gamma_n$  для каждого резонанса. В пользу этого утверждения говорит также приближенное равенство

$$(SF)_{V_0}^{(4)} / (SF)_n \approx \Gamma_{V_0} / \Gamma_n^\dagger \quad (94)$$

( $\Gamma_{V_0}$  — одночастичная радиационная ширина для  $E1$ -перехода  $\nu \rightarrow \lambda$ ), которое следует из (93), (89) и (90), если воспользоваться полюсными представлениями функции Грина  $g_{(j_\nu l_\nu)}(r, r'; \varepsilon_\nu)$  и оптико-модельной волновой функции  $\chi_\nu^{(+)}(r)$ , справедливыми в окрестности одночастичного резонанса. Каждая из одночастичных ширин в (94) не является строго определенной величиной, что давно уже отмечалось при анализе валентной модели. Формулу (93) можно рассматривать как определение отношения одночастичных радиационной и нейтронной ширин, справедливое для оболочечного потенциала произвольного вида.

Расчеты, выполненные согласно (93), показали, что для ядер в окрестности  $s$ - и  $p$ -резонансов формы отношения  $e_{\text{эф}}^2 \equiv (SF)_{V_0}^{(4)} / (SF)_{V_0}^{\text{сп}}$  [ $(SF)_{V_0}^{\text{сп}}$  — валентная часть парциальной  $E1$ -радиационной силовой функции, рассчитанная согласно (93) в предположении  $\tilde{V}_1 = V_1$ , т. е. в отсутствии связи валентного перехода с  $E1$ —ГР] близки к единице [34]. Другими словами, в рамках ООМЯР естественным образом интерпретируется существенное ослабление связи валентного перехода с  $E1$ —ГР. Качественное объяснение состоит в том, что та область пространства, в которой формируется  $(S)_{V_0}^{(4)}$  [см. (93)], расположена у границы ядра, где ослаблена связь валентного перехода с другими 1-частично-дырочными возбуждениями [6, 33]. Подчеркнем, что количественная интерпретация этого эффекта возможна только при точном учете одночастичного континуума.

Таблица 5. Результаты расчетов валентной и невалентной частей парциальных  $E1$ -радиационных силовых функций для различных ядер. Экспериментальные значения  $(SF)_n$  взяты из [52]

Ядро	$E_\gamma$ , МэВ	$n_\lambda (2j_\lambda + 1)$	Эксперимент				Теория		
			$(SF)_{\gamma_0}^{(1)} \cdot 10^5$	$(SF)_{\gamma_0} \cdot 10^5$	$(SF)_{\gamma_0}^{(2)} \cdot 10^5$	$(SF)_n \cdot 10^4$	$(SF)_{\gamma_0}^{(1)} \cdot 10^5$	$(SF)_{\gamma_0}^{(2)} \cdot 10^5$ при $W_\gamma = 0,9$ МэВ	$(SF)_{\gamma_0}^{(2)} \cdot 10^5$ при $\alpha_\gamma = 0,015$ МэВ $^{-1}$
$^{58}\text{Cr}$	8,21	0,76	0,8±0,4	1,6±0,8	0,8±0,4	2,1±1,0	0,60	1,00	0,45
$^{91}\text{Zr}$	7,31	1,00	1,2±0,3	2,8±0,6	1,6±0,3	3,2±0,9	1,89	2,50	1,15

В том небольшом случае, когда из экспериментальных данных с достаточной степенью точности определены  $(SF)_n$ ,  $n_\lambda$ ,  $C$  ( $\gamma_{\gamma_0}$ ,  $\gamma_n$ ), например, для  $s_{1/2} \rightarrow p_{3/2}$  и  $p_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$  валентных переходов в ядрах  $^{58}\text{Cr}$  и  $^{91}\text{Zr}$ , рассчитанные согласно (93) силовые функции  $(SF)_{\gamma_0}^{(1)}$  хорошо согласуются с экспериментальными значениями [34]. Соответствующие данные приведены в табл. 5. Неопределенности в теорети-

ческих значениях  $(SF)_{\gamma_0}^{(1)}$  связаны с погрешностями экспериментальных значений приведенных нейтронных силовых функций, которым согласно (93) пропорциональны  $(SF)_{\gamma_0}^{(1)}$ . Невалентную часть парциальной  $E1$ -радиационной силовой функции  $(SF)_{\gamma_0}^{(2)}$ , связанную с невалентной частью сечения  $\bar{\sigma}_{cE1}$  соотношением

$$(SF)_{\gamma_0}^{(2)} = (3\pi^2)^{-1} k_{\gamma_0}^2 \bar{\sigma}_{cE1}^{(2)}(E_\gamma), \quad (95)$$

можно непосредственно рассчитать с учетом (95), (59) — (63). В соответствии с (36) эту величину можно представить в виде

$$(SF)_{\gamma_0}^{(2)} = \sum_{(\lambda' \nu') \neq (\lambda \nu)} (SF)_{\gamma_0}(\lambda', \nu'),$$

где  $(SF)_{\gamma_0}(\lambda', \nu')$  та часть силовой функции, которая определяется частично-дырочным переходом  $(\lambda', \nu')$ . Результаты расчетов  $(SF)_{\gamma_0}(\lambda', \nu')$ , а также соответствующих эффективных зарядов ( $e_{\text{эф}}^2$ ) для ядер  $^{58}\text{Cr}$  и  $^{91}\text{Zr}$  приведены в табл. 6 и 7 соответственно. Согласно выводам разд. 2 в расчетах использованы следующие параметры оптического потенциала  $w_\nu = 0,9$  МэВ,  $\beta = 0,25$ . Данные, приведенные в табл. 6 и 7, подтверждают вывод о большом эффективном заряде для валентного перехода и, в среднем, о малых эффективных зарядах для переходов, формирующих величину  $(SF)_{\gamma_0}^{(2)}$ . Из данных, приведенных в табл. 5, следует, что рассчитанные значения  $(SF)_{\gamma_0}^{(2)}$  с использованием  $w_\nu = 0,9$  МэВ и  $\alpha_\nu = 0,015$  МэВ $^{-1}$  в первом случае лучше

Таблица 6. Результаты расчетов эффективных зарядов и вкладов отдельных частично-дырочных переходов в парциальные  $E1$ -радиационно-силовые функции для ядра  $^{83}\text{Sr}$

Переход	$e_{\text{эф}}^2$	$(SF)_{\gamma_0} \cdot 10^5$ при $w_{\gamma} = 0,9$ МэВ
$2p_{3/2}^n \rightarrow s_{1/2}^n$	0,79	0,60
$1f_{7/2}^n \rightarrow d_{5/2}^n$	0,29	0,07
$1f_{7/2}^n \rightarrow g_{7/2}^n$	0,08	0,006
$1f_{7/2}^n \rightarrow g_{9/2}^n$	0,09	0,46
$1f_{7/2}^p \rightarrow d_{5/2}^p$	0,24	0,03
$1f_{7/2}^p \rightarrow g_{7/2}^p$	0,08	0,0004
$1f_{7/2}^p \rightarrow g_{9/2}^p$	0,08	0,27
$2s_{1/2}^p \rightarrow p_{1/2}^p$	0,07	0,01
$2s_{1/2}^p \rightarrow p_{3/2}^p$	0,08	0,09
$1d_{3/2}^p \rightarrow p_{1/2}^p$	0,08	0,01
$1d_{3/2}^p \rightarrow p_{3/2}^p$	0,10	0,006
$1d_{3/2}^p \rightarrow f_{5/2}^p$	0,05	0,04

Таблица 7. То же, что и в табл. 6, для ядра  $^{91}\text{Zr}$

Переход	$e_{\text{эф}}^2$	$(SF)_{\gamma_0} \cdot 10^5$ при $w_{\gamma} = 0,9$ МэВ
$2d_{5/2}^n \rightarrow p_{3/2}^n$	0,82	1,89
$1g_{9/2}^n \rightarrow f_{7/2}^n$	0,20	0,05
$1g_{9/2}^n \rightarrow h_{9/2}^n$	0,09	0,0005
$1g_{9/2}^n \rightarrow h_{11/2}^n$	0,09	0,72
$2p_{1/2}^n \rightarrow s_{1/2}^n$	0,16	0,05
$2p_{1/2}^n \rightarrow d_{3/2}^n$	0,11	0,07
$2p_{1/2}^p \rightarrow s_{1/2}^p$	0,15	0,06
$2p_{1/2}^p \rightarrow d_{3/2}^p$	0,11	0,097
$2p_{3/2}^p \rightarrow s_{1/2}^p$	0,135	0,04
$2p_{3/2}^p \rightarrow d_{3/2}^p$	0,10	0,009
$2p_{3/2}^p \rightarrow d_{5/2}^p$	0,11	0,40
$1f_{5/2}^p \rightarrow d_{3/2}^p$	0,10	0,02
$1f_{5/2}^p \rightarrow d_{5/2}^p$	0,14	0,004
$1f_{5/2}^p \rightarrow g_{7/2}^p$	0,08	0,17
$1f_{7/2}^p \rightarrow d_{5/2}^p$	0,09	0,02
$1f_{7/2}^p \rightarrow g_{7/2}^p$	0,07	0,001
$1f_{7/2}^p \rightarrow g_{9/2}^p$	0,07	0,79

согласуются с экспериментальными величинами в соответствии с выводами разд. 2 об описании низкоэнергетической части сечения  $E1$ -фотопоглощения. Нерегулярности этой части сечения обусловлены, по-видимому, изменением вклада различных частично-дырочных конфигураций в  $\bar{\sigma}_{с\text{E}1}$  ( $E_{\gamma} < E_G$ ).

$E1$ -радиационные переходы между компаунд-состояниями. Радиационные переходы низких энергий между компаунд-состояниями характеризуются как дифференциальными, так и интегральными величинами. К первым — относятся силовые функции для радиационных переходов из нейтронных резонансов в определенный участок спектра  $(SF)_{E_{\gamma}}$ , а также спектр первичных  $\gamma$ -квантов  $(d\gamma_{\gamma}/dE_{\gamma} \sim (SF)_{E_{\gamma}})$ , ко вторым — полные радиационные ширины нейтронных

резонансов ( $\bar{\gamma}_\nu^{\text{tot}} \approx \int d\bar{\gamma}_\nu$ ). Силовую функцию  $(SF)_{E_\nu}$  можно связать со средним сечением фотопоглощения возбужденным ядром  $\bar{\sigma}_c(E_\nu; U^*)$ . Для  $E1$ -переходов по аналогии с (95) имеем

$$(SF)_{E_\nu} = \frac{1}{3\pi^2} k_\nu^2 \bar{\sigma}_{cE1}(E_\nu; U^*), \quad (96)$$

где  $U = U^* + E_\nu$  — энергия возбуждения ядра, отвечающая нейтронным резонансам. Приближение  $\bar{\sigma}_{cE1}(E_\nu; U^*) \approx \bar{\sigma}_{cE1}(E_\nu; U^* = 0) \equiv \bar{\sigma}_{cE1}(E_\nu)$  соответствует известной гипотезе Бринка, справедливой для  $(s - c)$ -переходов. Согласно (96) для количественной интерпретации интенсивностей  $(c' - c)$ -переходов необходимо рассчитывать среднее сечение фотопоглощения нагретым ядром. Последовательный метод расчета указанного сечения с учетом затухания квазичастиц пока отсутствует, в то время как согласно (64), (71) низкоэнергетическая часть сечения  $\bar{\sigma}_{cE1}(E_\nu \ll E_G)$  целиком определяется затуханием квазичастиц. Для качественного анализа сечения  $\bar{\sigma}_{cE1}(E_\nu \ll E_G; U^*)$  можно воспользоваться соотношениями (60) — (63), в которых средняя функция отклика (26) вычисляется с учетом модификации чисел заполнения и мнимой части оптического потенциала такой же, как в бесконечной ферми-системе [35]:

$$(2j_\lambda + 1) n_\lambda \rightarrow N_\lambda \{1 + \exp[(\epsilon_\lambda - \mu)/T]\}^{-1};$$

$$w(\epsilon - \mu) = \alpha [(\epsilon - \mu)^2 + (\pi T)^2]. \quad (97)$$

Здесь  $T(U^*) = (U^*/a)^{1/2}$  — ядерная температура;  $a$  — параметр в формуле для плотности компаунд-состояний. Изложенная схема анализа сечения  $\bar{\sigma}_{cE1}(E_\nu \ll E_G; U^*)$ , требующая трудоемких численных расчетов, пока не реализована. Применение схематической теории  $E1$ —ГР к анализу указанного сечения в сферических ядрах [см. разд. 2 и, в частности, переход от соотношения (68) к (70)] требует выполнения условия  $E_\nu \gg E_F A^{-2/3}$ , которое, как правило, не выполняется для  $(c' - c)$ -переходов. Поэтому проведенный в [36, 37] количественный анализ ширины  $\bar{\gamma}_\nu^{\text{tot}}$  в рамках схематической теории  $E1$ —ГР вряд ли можно считать удовлетворительным [9].

Интересный качественный вывод, следующий из соотношений (60) — (63) с учетом (97), состоит в утверждении о том, что силовая функция  $S_{V_1}(E_\nu \rightarrow 0; U) \rightarrow \text{const}$ , а следовательно, приведенная силовая функция  $K_{E1} \equiv E_\nu^{-3} (SF)_{E_\nu} = e^2 S_{V_1} / 3$  стремится к конечному пределу при  $E_\nu \rightarrow 0$  ( $E_\nu \ll E_F A^{-2/3}$  в сферических ядрах,  $E_\nu \ll E_F A^{-1}$  в деформированных ядрах [8, 9]). Этот вывод согласуется с экспериментальными данными относительно энергетической зависимости  $K_{E1}(E_\nu \ll 2 \text{ МэВ}) \approx \text{const} \approx 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}$ , полученными из анализа  $(n\gamma\alpha)$ -реакции на ядре  $^{143}\text{Nd}$  [38]. Для сферических ядер квазиклассическую оценку абсолютного значения  $K_{E1}$  можно полу-

чить с помощью соотношений (64), (68), (69), (96) и (97):

$$(\Gamma_G E_\gamma)_{E_\gamma \rightarrow 0} \approx \alpha (\pi T)^2 A^{1/3} \rho_F^{-1}; \quad K_{E1} = \frac{4\pi}{9} e^2 \frac{E_F}{M} \frac{\alpha T^2}{E_G^4} A^{1/3}. \quad (98)$$

Эти выражения определены с точностью до фактора порядка единицы, учитывающего оболочечную структуру ядра. Последняя проявляется в интенсивностях ( $c' - c$ )-переходов с малой энергией ( $E_\gamma \ll T$ ) из-за того, что отвечающая возбуждению нейтронных резонансов температура в сферических ядрах не превышает среднего расстояния между одночастичными уровнями вблизи энергии Ферми. Согласно (98) оценка  $K_{E1}$  зависит от выбора безразмерного параметра  $\alpha E_F$  и для ядер с  $A \approx 100$  ( $T \approx 0,8$  МэВ,  $\alpha E_F = 2,5$ ) дает значение  $K_{E1} \approx 2 \cdot 10^{-9}$  МэВ<sup>-3</sup>. Приведенная оценка позволяет в свою очередь оценить отношение средних квадратов матричных элементов для ( $c' - c$ ) и ( $s' - s$ ) E1-переходов:

$$|\langle c' | \hat{D}_z | c \rangle|^2 = (3/4) d K_{E1}; \quad |\langle \lambda' | \hat{D}_z | \lambda \rangle|^2 = (3/128) e^2 R^2. \quad (99)$$

Полученное согласно (98) и (99) с учетом (66) отношение

$$\{|\langle c' | \hat{D}_z | c \rangle|^2 / |\langle \lambda' | \hat{D}_z | \lambda \rangle|^2\}^{1/2} \approx 0,045 A^{1/3} (d/D)^{1/2}$$

существенно не противоречит оценке этого отношения, пропорционального  $(d/D)^{1/2}$ , которую можно получить на основе качественных рассуждений о структуре компаунд-состояний.

Этот раздел заключим оценкой отношения

$$K_{E1}(c' - c) / K_{E1}(c' - s) \approx (\Gamma_G E_\gamma)_{E_\gamma \rightarrow 0} / (\Gamma_G E_\gamma)_{E_\gamma \approx D} \sim 10^{-2} \div 10^{-1},$$

которая следует из (64), (68) (70), (98). Отметим, что полученная оценка заметно превышает величину  $d/D$ , которая является оценкой указанного отношения в приближении валентного механизма формирования ( $c' - c$ )-переходов.

**Смешивание компаунд-состояний противоположной четности.** К ( $c' - c$ )-переходам можно отнести также смешивание компаунд-состояний противоположной четности. Оценка интенсивности указанного смешивания служит основой количественной интерпретации различных эффектов несохранения пространственной четности в экспериментах с тепловыми и резонансными нейтронами [39, 53]. В среднем интенсивность смешивания характеризуется  $\alpha^2 = |(\hat{V}_W)_{c'c}|^2 d^{-2}$ , где  $\hat{V}_W$  — несохраняющее четность ядерное взаимодействие;  $d$  — средний энергетический интервал между компаунд-состояниями с одинаковым спином и противоположной четностью. Несохоряющее четность среднее поле в ядре имеет вид [39, 40]:

$$V_W = \frac{\mathcal{F}}{2Mr_0} (a + b\tau^{(3)}) \{\text{op}, f(r)\}_+, \quad (100)$$

где  $\mathcal{F} = 2 \cdot 10^{-7}$ ;  $r_0$  и  $f(r)$  определены согласно (40);  $a$  и  $b$  — некоторые числа. Величину  $\alpha^2$  можно связать с силовой функцией, отвечающей



0<sup>-</sup>-переходам между компаунд-состояниями ядер [41]:  $\alpha^2 d = S_W (\omega \rightarrow 0; U)$ . Расчет силовой функции  $S_W$  следует проводить по той же схеме, что и для силовой функции E1-переходов  $S_{V_1}(E_\gamma \rightarrow 0; U)$ , задавшись определенным значением параметра  $\alpha$  в (97). Отметим, что отношения указанных силовых функций от этого параметра не зависят.

В отсутствие количественной интерпретации силовых функций ( $c' - c$ )-переходов представляет интерес грубая оценка отношения  $S_N (\omega \rightarrow 0; U)/S_{V_1}(E_\gamma \rightarrow 0; U)$ . Первый шаг в такой оценке — упрощение вида поля (100):  $f(r) \rightarrow 1$ , т. е.  $(1/2) \{ \sigma r, f \}_+ \rightarrow \sigma r$ . Далее, в отсутствие скоростных сил  $\sigma r/M = \dot{\sigma} r$ . Оператор  $\dot{\sigma} r$  в выражении для  $S_W$  можно заменить на  $\dot{\sigma} r$ , поскольку вклад слагаемого, содержащего  $\frac{d}{dt} \sigma r$ , в силовую функцию  $S_W (\omega \rightarrow 0)$  стремится к нулю, как  $\omega^2$ . Дальнейший качественный анализ отношения  $S_W/S_{V_1}$  возможен на основе частично-дырочного описания соответствующих ГР [см., например, свертки соответствующих операторов с функцией отклика вида (67)]. Оператор  $\dot{\sigma}$  отличен от нуля в меру спин-орбитального взаимодействия (41), поэтому для оценки матричных элементов указанного оператора используем замену  $\dot{\sigma} \rightarrow \Delta \sigma$ , где  $\Delta$  — средняя энергия спин-орбитального расщепления. В пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием, а также при равенстве соответствующих спиновых и бесспиновых эффективных сил силовые функции  $S_{\sigma r}$  и  $S_r$  совпадают. Поскольку изоскалярный 1<sup>-</sup> — ГР представляет собой нефизическое возбуждение, отвечающее движению ядра как целого, вклад изоскалярного 0<sup>-</sup> — ГР в силовую функцию  $S_W$  может быть подавлен. По этой причине для нижней оценки  $S_W$  используем изовекторную часть потенциала (100). Тогда с учетом изложенного найдем, что  $S_W \cong (\mathcal{F} b \Delta r_0^{-1})^2 S_{r^{(3)}} r$ . Учитывая связь  $S_{V_1} = S_{r^{(3)}}/3$  с приведенной силовой функцией  $K_{E1}$ , получаем

$$\alpha^2 d \cong \left( 3 \frac{\mathcal{F} b \Delta}{e r_0} \right)^2 K_{E1} (E_\gamma \rightarrow_e^0). \quad (101)$$

Если использовать экспериментальное значение  $K_{E1} \approx 10^{-8}$  МэВ<sup>-3</sup> [38] и положить  $\Delta \approx 5$  МэВ, то согласно (101)  $\alpha^2 d \cong 2,5 b^2 10^{-7}$  эВ. Экспериментальное значение  $(\alpha^2 d)_{\text{эксп}} \approx 0,5 \cdot 10^{-7}$  эВ найдено усреднением данных по эффекту несохранения четности в реакции с поляризованными резонансными нейтронами на четырех ядрах с  $A \approx 100$  [42]. Для  $b \approx 3$  [40] полученная оценка  $\alpha^2 d$  более чем на порядок превышает экспериментальное значение. Это отличие несколько уменьшается, если в качестве  $K_{E1}$  использовать оценку (98).

С помощью (101) и (98) можно оценить отношения средних квадратов матричных элементов несохраняющего четность среднего поля (100) для компаунд- и одночастичных состояний. В тех же приближе-

ниях, в которых получено соотношение (101), имеем:

$$\left. \begin{aligned} \overline{|c' | \hat{V}_w | c\rangle|^2} &\approx [3\mathcal{F}b\Delta/(er_0)]^2 dK_{E1}; \\ \overline{|\langle \lambda' | \hat{V}_w | \lambda \rangle|^2} &\approx 12 [\mathcal{F}bD/(er_0)]^2 |\langle \lambda' | D_z | \lambda \rangle|^2. \end{aligned} \right\} \quad (102)$$

На основании (98)—(102) оценим

$$\overline{|\langle c' | \hat{V}_w | c \rangle|^2 / |\langle \lambda' | \hat{V}_w | \lambda \rangle|^2}^{1/2} \approx 0,4 \cdot 10^{-2} A^{2/3} (d/D)^{1/2},$$

которая существенно не противоречит часто используемой оценке указанного отношения порядка  $(d/D)^{1/2}$  [39, 41].

Еще раз отметим качественный характер приведенных оценок интенсивностей ( $c' - c$ )-переходов и принципиальную возможность количественной интерпретации указанных интенсивностей в рамках ООМЯР.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ ряда релаксационных параметров различных гигантских резонансов показывает, что оптико-оболочечная модель — достаточно простой и в то же время достаточно универсальный метод описания высоковозбужденных состояний сферических ядер и простейших резонансных ядерных реакций.

Требующие дальнейших исследований вопросы можно разделить на две группы. К первой относятся методические вопросы, такие как построение средней функции отклика с учетом связи частиц с  $2^+$ -фононами малой частоты, а также с учетом температурных эффектов. Во вторую входит существенное расширение круга анализируемых в рамках ООМЯР явлений. Эти явления по энергии возбуждения ядер делятся на подгруппы, причем каждая подгруппа может описываться различным набором «усредненных» оптических параметров. К первой подгруппе (энергия возбуждения порядка 10—30 МэВ) можно отнести неупругое рассеяние электронов с возбуждением МГР, прямые и полупрямые электро- и фотонуклонные реакции, изотопическое расщепление изовекторных ГР, прямой нейтронный, а также радиационный распады АР и ГТР. Вторая подгруппа явлений (энергия возбуждения порядка 5—10 МэВ) — это ( $c - s$ )-радиационные переходы различной мультипольности (в том числе и с нарушением пространственной четности), выход запаздывающих нейтронов. Третья подгруппа (энергия возбуждения нагретых ядер  $\leq 3 \div 4$  МэВ) — ( $c' - c$ )- $E1$ - и  $M1$ -радиационные переходы, а также смешивание компаунд-состояний противоположной четности. Сравнение с экспериментальными данными результатов анализа этих и родственных им явлений в рамках ООМЯР поможет дальнейшему выяснению степени универсальности модели.

Автор благодарен М. Я. Амусье, В. Е. Бунакову, А. В. Игнатиюку, С. Г. Кадменскому, Г. А. Лобову, [Л. А. Сливу], И. С. Шапиро за инте-

ресные дискуссии, А. И. Абрамову, Б. Я. Гужовскому, Л. Б. Пикельнеру, Ю. П. Попову, Л. Е. Лазаревой за обсуждение экспериментальных данных и интерес к работе, С. Е. Муравьеву за помощь в оформлении рукописи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bertrand F.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 129.
2. Auerbach N.e.a.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 48.
3. Bertsch G. F.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 167.
4. Bertsch G. F., Tsai S. F.— Phys. Rep., 1975, v. 18 C, p. 125.
5. Соловьев В. Г.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 580.
6. Урин М. Г.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 817.
7. Урин М. Г.— ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 991.
8. Бондаренко В. И., Губа В. Г., Урин М. Г.— В кн.: Труды V семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях». М.: ИИЯ АН СССР, 1982, с. 72.
9. Урин М. Г.— В кн.: Физика атомного ядра (Материалы XVII Зимней школы ЛИЯФ). Л.: 1982, с. 178.
10. Mahaux C., Weidenmuller H. Shell model approach to the nuclear reactions. Amsterdam, 1968.
11. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965.
12. Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 1144.
13. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т. 1. Пер. с англ. М.: Мир, 1971.
14. Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 221.
15. Чепурнов В. А.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 995.
16. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1324.
17. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1966.
18. Бондаренко В. И., Губа В. Г. Отчет МИФИ, Гос. рег. № Б976739.
19. Базнат М. И., Игнатюк А. В., Пятов Н. И.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 949.
20. Лушников А. А. Обзор в монографии [11].
21. Гуревич Г. М., Мазур В. М. Препринт КИЯИ-81-19, 1981.
22. Бондаренко В. И., Урин М. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, 972.
23. Муравьев С. Е., Урин М. Г.— В кн.: Тезисы докладов XXXIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1983, с. 401.
24. Баткин И. С.— Ядерная физика, 1981, т. 31, с. 321.
25. Карпешин Ф. Ф., Стародубский В. Е.— В кн.: Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с. 288, 289.
26. Николаев М. А., Урин М. Г. В кн.: Тезисы докладов XXXII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1982, с. 381.
27. Гужовский Б. Я., Дзюба Б. М.— Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 706.
28. Gaarde S.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 902.
29. Урин М. Г.— В кн.: Труды V семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях». М.: ИИЯ АН СССР, 1982, с. 172.
30. Ring P., Speth J.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 235, p. 315.
31. Auerbach N., Nguyen Von Giai.— Phys. Letts. B, 1978, v. 72, p. 289.
32. Губа В. Г., Урин М. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1006.
33. Губа В. Г., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 504.

34. Губа В. Г., Урин М. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, с. 2093.
35. Нозьер Ф., Пайнс Д. Теория квантовых жидкостей. Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
36. Зарецкий Д. Ф., Сироткин В. К.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1534.
37. Бондаренко В. И., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1982, т. 35, с. 674.
38. Попов Ю. П.— ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 6, с. 1165; Анджиевский Ю. И. и др. ОИЯИ, Р3-81-433. Дубна, 1981.
39. Шапиро И. С.— УФН, 1968, т. 95, с. 647.
40. Лобов Г. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 2364.
41. Кадменский С. Г. и др.— Ядерная физика, 1983, т. 37, с. 581.
42. Алфименков В. П. и др. ОИЯИ, Р3-82-411. Дубна, 1982.
43. Kernel G.e.a.— В кн.: Труды III семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях». М.: Наука, 1976, с. 79.
44. Weysiere A.e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 159, p. 561.
45. Berman V. L., Fultz S. C.— Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 713.
46. Axel P.e.a.— Phys. Rev. C, 1970, v. 13, p. 689.
47. Соловьев В. Г. ОИЯИ, Е4-11353. Дубна, 1978.
48. Laszewski R. M., Axel P.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 342.
49. Tochey R.E.e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 346.
50. Baglan R. J. e.a.— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 672.
51. Jackson H. E. Contributions to Sec. Intern. Symp. on ( $n\gamma$ )-processes. Petten, Netherlands, 1974.
52. Neutron cross section, BNL-325, 1973.
53. Лобов Г. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, т. 34, с. 1141.