



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО - ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С. Е. Муравьев М. Г. Урин

ЭФФЕКТЫ
СИЛЬНОЙ СВЯЗИ
КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ



ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

МОСКОВА 1989

Москва 1991

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИЯ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С.Е.Муравьев М.Г.Урин

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ
КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ

Текст лекций

Утверждено
редсоветом института

Москва 1991

Муравьев С.Е. , Уриц М.Г. Эффекты сильной связи квазичастиц с фононами. Текст лекций. М.: МИИ, 1991. 48 с.

Сформулирован и реализован в ряде приложений многофононный вариант метода связанных каналов. В отличие от "малофононных" подходов к описанию релаксации одноквазичастичных возбуждений приближенно учтен существенный для "мягких" ядер эффект связи одноквазичастичных состояний с многофононными конфигурациями. В рамках предложенного метода выполнен количественный анализ одноквазичастичных и нейтронных силовых функций, радиусов упругого рассеяния нейтронов в сферических ядрах. Результаты сравниваются с экспериментальными данными и выводами других теоретических подходов.



Московский
инженерно-физический
институт, 1991 г.

Редактор и технический редактор
Е.Н. Ко чуб ей

Корректоры М.В. Макарова,
Г.А. Станкевич

Подписано в печать 13.05.91
Печ.л. 3.0

Формат 60x84 I/16
Уч.-изд.л. 3.0 Тираж 180 экз.

Изд.№ 048-1 Заказ 600 Цена 20 коп.

Московский инженерно-физический институт. Типография МИИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31

В В Е Д Е Н И Е

К настоящему времени накоплена значительная экспериментальная информация относительно свойств одноквазичастичных возбуждений большой энергии в ядрах: по нейтронным и одноквазичастичным силовым функциям, параметрам сечений упругого рассеяния нейтронов низких энергий. Количественная интерпретация этих данных требует привлечения моделей, претендующих на описание релаксации одноквазичастичной степени свободы в ядрах. В первую очередь к таким моделям следует отнести оптическую модель упругого рассеяния, в которой используется локальный, зависящий от энергии комплексный потенциал (см., например, /1/). В оптической модели феноменологически и в среднем по энергии учитывается релаксация одночастичных состояний непрерывного спектра за счет их связи с многочастичными конфигурациями.

В обобщенной оптической модели, или методе связанных каналов (МСК) /2/, явно учитывается связь одночастичных состояний с конфигурациями, содержащими фононы (к последним, как правило, относят низколежащие коллективные 2^+ -состояния в четных сферических ядрах), а связь с "неколлективными" многочастичными конфигурациями учитывается с помощью монотонно зависящего от энергии возбуждения оптического потенциала. В практических реализациях МСК отсутствует описание релаксации одноквазичастичных состояний дискретного спектра и, что более существенно, учитывается связь одноквазичастичных состояний лишь с конфигурациями, содержащими один или, максимум, два фонона. Последнее замечание относится также к квазичастично-фононной модели (КФМ) /3/ и к подходу, изложенному в работах /4/. Причина ограничения базиса фононных состояний состоит в практической сложности учета связи квазичастич с многофононными конфигурациями. Однако учитывать эту связь необходимо, если величина эффективного взаимодействия квазичастич-фонон превышает энергию фона. На это обстоятельство в связи с теоретическим анализом спектров нечетных сферических ядер указано в работах /5/.

В обзоре дана формулировка модели, которая по существу является некоторым синтезом подходов, использованных в [2,5], и в которой наряду с учетом связи одноквазичастичных состояний с

многочастичными конфигурациями в терминах феноменологического оптического потенциала приближенно учитывается связь указанных состояний с многофононными конфигурациями. В этой модели, которую можно назвать многофононным вариантом метода связанных каналов (МФМСК), используются те же феноменологические параметры, что и в обычных версиях МСК. Помимо формулировки модели в лекции приведены результаты количественного анализа в рамках МФМСК одноквазичастичных и нейтронных силовых функций, радиусов упругого рассеяния нейtronов сферическими ядрами.

В лекции изложены результаты работ, выполненных в последние годы Б.Б.Матвеевым, В.В.Самойловым, Б.А.Тулуповым и авторами обзора [6-9].

I. СРЕДНЯЯ ОДНОЧАСТИЧНАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА И НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Спектральное разложение одночастичной функции Грина. По определению одночастичная функция Грина $\mathcal{G}^\alpha(x, x')$ равна [10, II]

$$\mathcal{G}^\alpha(x, x') = -i \langle 0 | \hat{\psi}_\alpha(x) \hat{\psi}_\alpha^+(x') | 0 \rangle, \quad (I)$$

где $X = (\vec{r}, t)$; $\hat{\psi}_\alpha(X)$ — гейзенберговский оператор уничтожения нейтрона ($\alpha = n$) или протона ($\alpha = p$); T — хронологизирующий оператор, среднее берется по основному состоянию гамильтониана \hat{H} ядра, содержащего $A(z, N)$ нуклонов. В отсутствие внешних полей функция Грина (I) зависит только от разности времен $t - t' = \tau$: $\mathcal{G}(X, X') = \mathcal{G}(\vec{r}, \tau)$. Если ввести полную систему собственных функций гамильтониана \hat{H} для ядра, содержащего $(A+I)$ или $(A-I)$ нуклон, $|s\rangle$ или $|\bar{s}\rangle$, то функцию Грина (I) можно представить в виде (здесь и далее изотопический индекс α , по которому все рассматриваемые величины диагональны, для краткости опущен):

$$\mathcal{G}(\vec{r}, \tau) = \begin{cases} -i\theta(r) \sum_s \langle 0 | \hat{\psi}(\vec{r}) | s \rangle \langle s | \hat{\psi}^+(\vec{r}) | 0 \rangle \exp[-i(E_s + \mu)\tau], \\ i\theta(r) \sum_{\bar{s}} \langle 0 | \hat{\psi}^+(\vec{r}) | \bar{s} \rangle \langle \bar{s} | \hat{\psi}(\vec{r}) | 0 \rangle \exp[i(E_{\bar{s}} + \mu)\tau], \end{cases} \quad (2)$$

где E_s и $E_{\bar{s}}$ — энергии возбужденных состояний ядра, содержащего $(A+I)$ и $(A-I)$ нуклон соответственно; μ — химический потенциал; $\theta(y) = 1$, когда $y > 0$; $\theta(y) = 0$, когда $y < 0$. Согласно (2)

Фурье-образ функции Грина $G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \int d\tau \delta(\vec{r}\vec{r}', \tau) \exp[i\epsilon\tau]$ равен

$$G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \sum_s \frac{b_s(\vec{r}\vec{r}')}{\epsilon - \mu - E_s + i0} + \sum_{\bar{s}} \frac{\bar{b}_{\bar{s}}(\vec{r}\vec{r}')}{\epsilon - \mu + E_{\bar{s}} - i0} \equiv G^{(+)} + G^{(-)}, \quad (3)$$

где $b_s(\vec{r}\vec{r}') = \langle 0 | \hat{\psi}(\vec{r}) | s \rangle \langle s | \psi^+(\vec{r}') | 0 \rangle$, $\bar{b}_{\bar{s}}(\vec{r}\vec{r}') = \langle 0 | \hat{\psi}^+(\vec{r}') | \bar{s} \rangle \times \langle \bar{s} | \hat{\psi}(\vec{r}) | 0 \rangle$. В системе невзаимодействующих квазичастиц, когда $\hat{H} \rightarrow \hat{H}_0 = \sum_a H_0(a)$, где $H_0(\vec{r})$ – одиночесточный гамильтониан, согласно (3) функцию Грина $G \rightarrow G_0$ можно представить в виде:

$$G_0(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \sum_{\lambda} \psi_{\lambda}(\vec{r}) \psi_{\lambda}(\vec{r}') \delta_{\lambda\lambda}(\epsilon); \quad \delta_{\lambda\lambda}(\epsilon) = \frac{1 - \pi_{\lambda}}{\epsilon - \epsilon_{\lambda} + i0} + \frac{\pi_{\lambda}}{\epsilon - \epsilon_{\lambda} - i0}, \quad (4)$$

где π_{λ} – числа заполнения; $\psi_{\lambda}(\vec{r})$ и ϵ_{λ} – собственные функции и собственные энергии гамильтониана $H_0(\vec{r})$: $(H_0(\vec{r}) - \epsilon_{\lambda}) \psi_{\lambda}(\vec{r}) = 0$ ($\lambda = (\pi j l m)$), когда $\epsilon_{\lambda} < 0$; $\lambda = (\epsilon j l m)$, когда $\epsilon > 0$; в соотношениях, в которых угловые переменные отделены, под λ будем понимать $(\pi j l)$ или $(\epsilon j l)$.

Средняя функция Грина и одноквазичастичные силовые функции.

При достаточно больших энергиях возбуждения E_x ($E_x \sim B$, B – энергия связи нуклона) представляет интерес описание усредненных по энергетическому интервалу $I \gg \rho_{s(\bar{s})}^{-1}$ ($\rho_{s(\bar{s})}$ – плотность полюсов функции Грина (3)) параметров сечений различных ядерных реакций. В связи с этим введем в рассмотрение среднюю одиночесточную функцию Грина $\bar{g}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \langle G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) \rangle$, где скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по энергетическому интервалу I . Процедуру усреднения можно выполнить, используя аналитические свойства усредняемой функции (см., например, [12]). Так, на основании (3) с точностью $\sim I/|\epsilon - \mu|$ получим:

$$\bar{g}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \frac{1}{\pi} \int \frac{I}{(\epsilon - \epsilon')^2 + I^2} G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon') d\epsilon' = G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon + iI Sgn(\epsilon - \mu)). \quad (5)$$

Введенные в связи с разложением (3) величины $b_s(\vec{r}=\vec{r}')$ и $\bar{b}_{\bar{s}}(\vec{r}'=\vec{r})$ имеют смысл плотности вероятности обнаружить соответственно одиночесточное или однодырочное состояние в точных состояниях ядра, а величины $\rho_s \int b_s(\vec{r}=\vec{r}') d\vec{r}$ и $\rho_{\bar{s}} \int \bar{b}_{\bar{s}}(\vec{r}'=\vec{r}) d\vec{r}$ имеют смысл силовых функций одиночесточных и однодырочных состояний соответственно. Поэтому согласно (3) одноквазичастичная силовая функция определяется мнимой частью средней одиночесточной функции Грина:

$$S(\epsilon) = -\frac{1}{\pi} Sgn(\epsilon - \mu) \int I \text{Im} g(\vec{r}=\vec{r}', \epsilon) d\vec{r}. \quad (6)$$

Для сферических ядер среднюю функцию Грина удобно представить в виде разложения по шаровым спинорам $\Phi_{jl\mu}(\vec{r}/r)$:

$$g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \frac{1}{rr'} \sum_{jl\mu} \Phi_{jl\mu}(\vec{r}/r) \Phi_{jl\mu}^{\dagger}(\vec{r}'/r') g_{jl}(rr', \epsilon). \quad (7)$$

С учетом этого разложения силовую функцию (6) можно представить в виде:

$$S(\epsilon) = \sum_{jl} (2j+1) S_{jl}(\epsilon); \quad S_{jl}(\epsilon) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Sgn}(\epsilon-\mu) \int_0^{\infty} Im g_{jl}(r=r', \epsilon) dr. \quad (8)$$

Силовые функции $S_{jl}(\epsilon)$ (8) являются предметом экспериментального изучения в реакциях однонуклонной передачи.

Уравнение для средней функции Грина. Оболочечному подходу к описанию высоковозбужденных состояний ядер и ядерных реакций, в которых фигурирует не более одного нуклона в континууме, отвечает выбор в качестве нулевого приближения для одночастичной функции Грина функции $g_0(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ (4). Тогда точная функция Грина удовлетворяет уравнению Дайсона:

$$G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = g_0(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) + \int g_0(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \sum(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon) G(\vec{r}_2 \vec{r}', \epsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (9)$$

где \sum – неприводимая собственно энергетическая часть, которая описывает связь одноквазичастичных возбуждений с многоквазичастичными, причем по определению $\sum(\epsilon=\mu)=0$, а $Im \sum(\epsilon)$ меняет знак в точке $\epsilon=\mu$. В рассматриваемой области энергий возбуждения величина $\sum(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon)$ является резкой функцией переменной $\epsilon-\mu$, как это следует из (3). Уравнение для средней функции Грина (5) следует из уравнения Дайсона (9), если в этом уравнении осуществить замену $\epsilon \rightarrow \epsilon + iIm \operatorname{Sgn}(\epsilon-\mu)$:

$$g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = g_0(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) + \int g_0(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \Delta H(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon) g(\vec{r}_2 \vec{r}', \epsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (10)$$

Здесь

$$\Delta H(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon) = \sum(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon + iIm \operatorname{Sgn}(\epsilon-\mu)) = <\sum(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon)> \quad (II)$$

– средняя неприводимая собственно энергетическая часть (аналитические свойства $G(\epsilon)$ и $\sum(\epsilon)$ совпадают [10]); $g_0(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ – функция Грина уравнения Шредингера с гамильтонианом оболочечной модели:

$$(H_0(\vec{r}) - \epsilon) g_0(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = -\delta(\vec{r}-\vec{r}'), \quad (12)$$

как это следует из (4). Для положительных энергий нуклона обход полюсов в спектральном разложении функции $g_0(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ диктуется правилом $\epsilon \rightarrow \epsilon + i\Gamma$. Для отрицательных энергий следует выбрать такое аналитическое продолжение указанной функции, чтобы ее полюса отвечали связанным состояниям нуклона в соответствии с (4).

Воспользуемся далее разложениями вида (7) для функций g_0 , g , ΔH . Тогда согласно (10) получим уравнение для радиальной части средней функции Грина:

$$g_{jl}(rr', \epsilon) = g_{0jl}(rr', \epsilon) + \int g_{0jl}(rr_1, \epsilon) \Delta H_{jl}(r_1 r_2, \epsilon) g_{jl}(r_2 r', \epsilon) dr_1 dr_2, \quad (13)$$

причем согласно (12)

$$(H_{0jl}(r) - \epsilon) g_{0jl}(rr', \epsilon) = -\delta(r-r'). \quad (14)$$

Здесь $H_{0jl}(r)$ – радиальная часть гамильтониана $H_0(\vec{r})$:

$$H_{0jl}(r) = -\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + u(r) + (\vec{l}\vec{s})_{jl} u_{so}(r), \quad (15)$$

где $u(r)$ и $u_{so}(r)$ – соответственно центральная и спин-орбитальная части оболочечного потенциала. Отметим, что собственные функции гамильтониана $H_0(\vec{r})$ можно представить в виде:

$$\Psi_l(\vec{r}) = R_{0ejl}(r) \Phi_{jlm}(\vec{r}/r); \quad rR(r) = \chi(r), \quad (16)$$

где радиальные волновые функции $R_{0ejl}(r)$ удовлетворяют уравнению

$$(H_{0ejl}(r) - \epsilon) R_{0ejl}(r) = 0 \quad (17)$$

и условию $R_{0ejl}(0) = 0$.

Таким образом, уравнения (10), (13) отвечают задаче о движении нуклона в нелокальном, зависящем от энергии, комплексном потенциале. От "полумикроскопической" модели требуется параметризация величины $\Delta H(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ с использованием минимального числа феноменологических параметров.

Средние амплитуда и волновая функция задачи упругого рассеяния нуклона ядром. Амплитуду $f_{0dd}(\vec{k}\vec{k}'/\hbar^2)$ и волновые функции задачи рассеяния нуклона на оболочечном потенциале $\psi_{0dd}^{(t)}(\vec{r})$, имеющие асимптотический вид "плоская + расходящаяся (сходящаяся) волна", можно представить в виде разложений по парциальным волнам:

$$f_{\mu\mu'}(\frac{\vec{k}\vec{k}'}{k^2}) = \frac{2\pi}{ik} \sum_{jlm} (\Phi_{jlm}^+(\frac{\vec{k}}{k}) \chi_{\mu'}^{(+)})^* (\Phi_{jlm}^+(\frac{\vec{k}}{k}) \chi_{\mu}) (S_{0jl}^{-1}), \quad (18)$$

$$\psi_{0\vec{k}\mu}^{(\pm)}(\vec{r}) = 4\pi \sum_{jlm} i^l (\Phi_{jlm}^+(\frac{\vec{k}}{k}) \chi_{\mu}) \Phi_{jlm}^-(\frac{\vec{r}}{r}) R_{0kjL}^{(\pm)}(r), \quad (19)$$

где χ_{μ} – спиновые волновые функции; $k=(2Me/\hbar^2)^{1/2}$ – волновой вектор нуклона; $S_{0jl} = \exp[2i\delta_{0jl}]$ (δ_{0jl} – фазы рассеяния):

$$R_{0kjL}^{(\pm)}(r) = \chi_{0kjL}^{(\pm)}(r); \quad \chi_{0kjL}^{(-)} = \chi_{0kjL}^{(+)*}. \quad (20)$$

– радиальные волновые функции, удовлетворяющие уравнению (17) и условию $\chi(0)=0$. В пределе $r \gg R$ (R – радиус ядерной части оболочечного потенциала) указанные функции имеют вид:

$$\chi_{0kjL}^{(+)}(r) \rightarrow (2ik)^{-1} [-\delta_L^{(1)}(kr) + S_{0jl}(k) \delta_L^{(2)}(kr)]. \quad (21)$$

В случае нейтронов $\psi_L^{(\pm)}(x) = \pm ix h_L^{(1,2)}(x)$, где $h_L^{(1,2)}(x)$ – сферические функции Ганкеля первого и второго рода. В случае протонов $\psi_L^{(\pm)}(x) = \delta_L(x) \pm iF_L(x)$, где $F_L(x)$ и $\delta_L(x)$ – соответствующие кулоновские функции, а δ_{0jl} в (21) представляет собой в этом случае ядерную часть полной фазы рассеяния. Нормированные на δ -функцию от энергии радиальные волновые функции непрерывного спектра $\chi_{0ejL}^{(\pm)}(r)$ связаны с волновыми функциями (20) соотношением

$$\chi_{0ejL}^{(\pm)}(r) = (2Mk/\pi\hbar^2)^{1/2} \chi_{0kjL}^{(\pm)}(r). \quad (22)$$

Упругое рассеяние нуклона сопровождается возбуждением компаунд-состояний. Соответствующая добавка к амплитуде потенциального рассеяния (18) $\delta f_{\mu\mu}^c (f_{\mu\mu}^c = f_{0\mu\mu} + \delta f_{\mu\mu}^c)$ определяется неприводимой собственно энергетической частью $\Sigma(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$, поскольку последняя имеет смысл той части гамильтонiana взаимодействия нуклона с ядром, которая связана с возбуждением компаунд-состояний. Из последнего утверждения следует, что

$$\delta f_{\mu\mu}^c(\frac{\vec{k}\vec{k}'}{k^2}, \epsilon) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2} \int \psi_{0\vec{k}\mu}^{(-)*}(\vec{r}_1) \Sigma(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon) \psi_{\vec{k}\mu}^{(+)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (23)$$

"Резонансные" волновые функции задачи рассеяния $\psi_{\vec{k}\mu}^{(+)}(\vec{r}, \epsilon)$ удовлетворяют уравнению

$$\psi_{\vec{k}\mu}^{(+)}(\vec{r}, \epsilon) = \psi_{0\vec{k}\mu}^{(+)}(\vec{r}) + \int g_0(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \Sigma(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \psi_{\vec{k}\mu}^{(+)}(\vec{r}_1, \epsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (24)$$

Усреднив соотношения (23) и (24) по энергии путем замены $\epsilon \rightarrow \epsilon + iI$, получим выражения, связывающие величины $\langle \delta f \rangle$, $\langle \sum \rangle$ и среднюю волновую функцию задачи рассеяния $\psi^{(+)}$ в $\psi^{(+)}(\epsilon + iI)$:

$$\delta f_{\mu\mu} \left(\frac{\vec{k}\vec{k}'}{h^2}, \epsilon \right) = -\frac{M}{2\pi h^2} \int \phi_{0\mu\mu}^{(*)}(\vec{r}_1) \Delta H(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon) \psi_{k\mu}^{(+)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (25)$$

причем

$$\psi_{k\mu}^{(+)}(\vec{r}) = \phi_{0k\mu}^{(+)}(\vec{r}) + \int g_0(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \Delta H(\vec{r}_1 \vec{r}_2, \epsilon) \psi_{k\mu}^{(+)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (26)$$

Переходя в последнем уравнении к разложению по парциальным волнам, с учетом (7), (19) получим соответствующие соотношения для радиальных волновых функций:

$$\chi_{kjl}^{(+)}(r) = \chi_{0kjl}^{(+)}(r) + \int g_{0jl}(r r_1, \epsilon) \Delta H_{jl}(r_1 r_2, \epsilon) \chi_{kjl}^{(+)}(r_2) dr_1 dr_2. \quad (27)$$

С целью получения явного выражения для средней амплитуды рассеяния обратимся к известному представлению функции Грина $g_{0jl}(rr', \epsilon)$, следующему из уравнения (12) (см., например, [13]):

$$g_{0jl}(rr', \epsilon) = -\frac{2M}{h^2} v_{0kjl}(r) \chi_{0kjl}^{(+)}(r_2); \quad r_s = \max[r, r'] \\ r_e = \min[r, r']. \quad (28)$$

Здесь $\chi_{0kjl}^{(+)}$ и v_{0kjl} – регулярное и нерегулярное в нуле решения указанного уравнения, имеющие асимптотический вид соответственно (21) и

$$v_{0kjl}(r) \rightarrow u_l^{(+)}(kr). \quad (29)$$

Обозначения здесь те же, что и в формуле (21). Переходя в (27) к пределу $r \rightarrow \infty$, с учетом (28), (29) и (22) найдем связь между элементами средней матрицы рассеяния и S -матрицы потенциального рассеяния:

$$\langle S_{jl} \rangle = S_{0jl} - 2\pi i \int \chi_{0ejl}^{(+)}(r) \Delta H_{jl}(rr', \epsilon) \chi_{ejl}^{(+)}(r') dr dr'. \quad (30)$$

Средняя амплитуда упругого рассеяния определяется элементами $\langle S_{jl} \rangle$ так же, как амплитуда потенциального рассеяния, – элементами S_{0jl} в (18). Это утверждение следует из (18), (19), (25), (26) и (30).

Таким образом, как и в случае средней функции Грина, полученные соотношения для средней амплитуды рассеяния (средней S -матрицы) и средней волновой функции задачи рассеяния нуклона с

возбуждением компаунд-состояний отвечают задаче рассеяния нуклона на нелокальном, зависящем от энергии, комплексном потенциале. Последняя задача может быть решена, если задаться определенным видом функции $\Delta H(r, r', \epsilon)$.

Нейтронные силовые функции. Для положительных энергий нуклона буквальное применение соотношения (8) для одноквазичастичной силовой функции не имеет смысла. Действительно, когда $\epsilon > 0$, интеграл в (8) формально расходится на верхнем пределе (в этом можно убедиться, используя в качестве $g_{ll}(r=r', \epsilon > 0)$ выражение вида (28)), что отражает возможность ухода частиц на бесконечность. Поэтому в случае положительных энергий нужен другой способ анализа параметров компаунд-состояний. В задачах непрерывного спектра с одним нуклоном в континууме средние параметры компаунд-состояний можно связать со средними амплитудами и сечениями соответствующих реакций. Остановимся в этом разделе на параметризации элемента S_{ll} - матрицы, отвечающей упругому рассеянию нейтронов, и последующем усреднении этой величины по энергии.

В предположении, что компаунд-резонансам отвечают простые полюса матрицы рассеяния, в энергетическом интервале вблизи одного из неперекрывающихся резонансов (с энергией ϵ_c) величину S_{ll} можно представить в виде:

$$S_{ll}(\epsilon) = e^{2i\tilde{\xi}_l} \left(1 - \frac{i\tilde{J}_{lc}}{\epsilon - \epsilon_c + i\tilde{J}_c/2} \right). \quad (31)$$

Здесь J_{lc} и J_c - нейтронная и ядерная ширина компаунд-резонансов; $\tilde{\xi}_l$ - фаза, плавно меняющаяся на энергетическом интервале $I \gg g^{-1}$, где, как и ранее, g - плотность компаунд-состояний с заданными значениями спина и четности. Усредненная по энергетическому интервалу I величина S_{ll} (31)

$$\langle S_{ll} \rangle \equiv e^{2i\tilde{\xi}_l} = e^{2i\tilde{\xi}_l} (1 - \bar{\rho} S_l) \quad (32)$$

определяет нейтронную силовую функцию $S_l = g J_l$ (J_l - средняя нейтронная ширина компаунд-резонансов) и радиус упругого рассеяния $R_l \sim \tilde{\xi}_l$. В дальнейшем соотношение (32) будет использовано для вычисления нейтронной силовой функции и радиуса упругого рассеяния нейтронов.

2. ПЕРЕХОД К ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И МЕТОДУ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

Переход к оптической модели. Из проведенного в п. I рассмотрения следует, что для описания в рамках оболочечного подхода и в среднем по энергии релаксации одноквазичастичных возбуждений необходимо знание средней неприводимой собственно энергетической части (II). "Микроскопический" подход к расчету $\Delta H(\vec{r}, \vec{r}_2, \epsilon)$ вряд ли может быть реализован. Значительно более "экономными" в выборе средств являются "полумикроскопические" модели, в которых величина ΔH , по крайней мере частично, не вычисляется, а параметризуется на основе определенных физических предположений. Отвлекаясь на время от существования фононов (соответствующую часть Σ обозначим Σ^m), приведем несколько диаграмм, отвечающих низшим порядкам теории возмущений по взаимодействию квазичастиц и дающих вклад в Σ^m :



Здесь линии обозначают функции Грина G_0 (4), точки — матричные элементы взаимодействия квазичастиц. В соответствии с приведенными диаграммами первым шагом в анализе "распада" одноквазичастичного состояния (первым шагом в решении соответствующей диагонализационной задачи) является учет его связи с трехквазичастичными конфигурациями (входными состояниями [14]). Если: 1) большинство входных состояний дают сравнимый вклад в Σ^m , причем в процессе "распада" на входные состояния передается большой (порядка фермиевского) импульс; 2) входные состояния перекрываются по своим фрагментационным ширинам (ширинам для "распада" на более сложные, чем трехквазичастичные, конфигурации), то можно ожидать, что величина $\Delta H(\vec{r}, \vec{r}_2, \epsilon)$ содержит слагаемое, представляющее собой локальный, монотонно зависящий от энергии потенциал:

$$\Delta H(\vec{r}, \vec{r}_2, \epsilon) \rightarrow \Delta H^m(\vec{r}, \vec{r}_2, \epsilon) = \Delta H^m(r, \epsilon) \delta(\vec{r} - \vec{r}_2); \quad (33)$$

$$\Delta H^m(r, \epsilon) = \Delta(r, \epsilon) - i\omega(r, |\epsilon - \mu|) \operatorname{Sign}(\epsilon - \mu), \quad (34)$$

причем $\Delta H^m(\epsilon \rightarrow \mu) \rightarrow 0$, а $\omega > 0$. В приближении (33), (34) средние функции Грина $g(\vec{r}\vec{r}',\epsilon)$, $g_{jl}(rr',\epsilon)$ так же, как и средние волновые функции задачи рассеяния $\phi_{k\mu}^{(+)}(\vec{r})$, $\chi_{kjL}^{(+)}(r)$, согласно (10), (13) и (26), (27) совпадают с соответствующими функциями оптической модели упругого рассеяния с локальным потенциалом и гамильтонианом

$$H^{opt}(\vec{r},\epsilon) = H_0(\vec{r}) + \Delta H^m(r,\epsilon); \quad H_{jl}^{opt}(r,\epsilon) = H_{jl}(r) + \Delta H^m(r,\epsilon). \quad (35)$$

Таким образом:

$$g(\vec{r}\vec{r}',\epsilon) \rightarrow g_{jl}^{opt}(\vec{r}\vec{r}',\epsilon); \quad (H^{opt}(\vec{r},\epsilon) - \epsilon) g_{jl}^{opt}(\vec{r}\vec{r}',\epsilon) = -\delta(\vec{r}-\vec{r}'); \quad (36)$$

$$g_{jl}(rr',\epsilon) \rightarrow g_{jl}^{opt}(rr',\epsilon); \quad (H_{jl}^{opt}(r,\epsilon) - \epsilon) g_{jl}^{opt}(rr',\epsilon) = -\delta(r-r')$$

и

$$\phi_{k\mu}^{(+)}(\vec{r}) \rightarrow \phi_{k\mu}^{(+),opt}(\vec{r}); \quad (H^{opt}(\vec{r},\epsilon) - \epsilon) \phi_{k\mu}^{(+),opt}(\vec{r}) = 0;$$

$$\chi_{kjL}^{(+)}(r) \rightarrow \chi_{kjL}^{(+),opt}(r); \quad (H_{jl}^{opt}(r,\epsilon) - \epsilon) \chi_{kjL}^{(+),opt}(r) = 0. \quad (37)$$

В оптической модели упругого рассеяния используют только уравнения (37). В частности, последнее из этих уравнений определяет фазы рассеяния на оптическом потенциале и, следовательно, среднюю S -матрицу и амплитуду рассеяния в приближении оптической модели

$$\langle f \rangle \rightarrow f^{opt}; \quad \langle s \rangle \rightarrow s^{opt} = \exp[2i\delta_{jl}^{opt}]; \quad \delta_{jl}^{opt} = \xi_{jl}^{opt} + i\eta_{jl}^{opt}, \quad (38)$$

причем $\eta_{jl}^{opt} > 0$ ввиду (34).

Для энергий нуклона $\epsilon > 0$ оптико-модельную функцию Грина на основании (36) можно представить в виде, аналогичном (28):

$$g_{jl}^{opt}(rr',\epsilon) = -(2M/\hbar^2) v_{kjL}^{opt}(r) \chi_{kjL}^{(+),opt}(r'), \quad (39)$$

где функции $v_{kjL}^{opt}(r)$ и $\chi_{kjL}^{(+),opt}(r)$ удовлетворяют второму из уравнений (37) и граничным условиям $\chi_{kjL}^{(+),opt}(0) = 0$:

$$\chi_{kjL}^{(+),opt}(r) \xrightarrow[r \gg R]{} (2ik)^{-1} [-u_L^{(+)}(kr) + s_{jl}^{opt}(k) u_L^{(+)}(kr)], \quad (40)$$

$$v_{kjL}^{opt}(r) \xrightarrow[r \gg R]{} u_L^{(+)}(kr); \quad (\epsilon > 0).$$

Функции $u_L^{(+)}(x)$ определены выше (после формулы (21)). Для отрицательных энергий нуклона ($\epsilon = -\hbar^2 \alpha^2 / 2M$) вместо (40) шутки замены $k \rightarrow i\alpha$ получим

$$\chi_{\alpha j l}^{(+)\text{opt}}(r) \xrightarrow[r \gg R]{} (2\alpha)^{-1} [w_l^{(+)}(\alpha r) - B_{jl}(\alpha) w_l^{(-)}(\alpha r)], \quad (41)$$

$$w_{\alpha j l}^{(+)}(r) \xrightarrow[r \gg R]{} w_l^{(+)}(\alpha r),$$

где $w_l^{(+)}(y) = w_l^{(\pm)}(iy)$. В случае нейтронов функции $w_l^{(\pm)}(y)$ выражаются через модифицированные функции Бесселя, в случае протонов — через функции Уиттекера от удвоенного аргумента.

Одноквазичастичные и нейтронные силовые функции в приближении оптической модели. В приближении оптической модели, когда $\Delta H \rightarrow \Delta H^{\text{opt}}$, $q \rightarrow q^{\text{opt}}$, $\chi^{(+)} \rightarrow \chi^{(+)\text{opt}}$, можно вычислить силовые функции $S_{jl}(\epsilon)$ и S_{ll} согласно (8) и (30), (32) соответственно, если задать параметры оптической добавки к оболочечному потенциалу (34). В применении к нейтронным силовым функциям такого рода расчеты проводятся давно (см., например, [I, I5]), в применении к $S_{jl}(\epsilon)$ — сравнительно недавно [16]. Примеры таких расчетов приведены в пп. 4 и 5. Здесь остановимся на качественном анализе выводов оптико-модельного подхода.

В энергетическом интервале вблизи дискретного (или квазидискретного) уровня, т.е. в интервале $|\epsilon - \epsilon_{\lambda}| \ll D_{(\lambda)}$ ($D_{(\lambda)}$ — энергетический интервал между соседними одночастичными уровнями с одинаковыми значениями углового момента и четности), результаты оптико-модельного подхода можно представить в аналитическом виде, если воспользоваться приближенными представлениями для функции Грина $g_{\alpha l}(rr', \epsilon < 0)$ в соответствии с (4):

$$g_{\alpha l}(rr', \epsilon < 0) \approx (\epsilon - \epsilon_{\lambda})^{-1} \chi_{\lambda}(r) \chi_{\lambda}(r'), \quad (42)$$

а также — для функции Грина $g_{\alpha l}(rr', \epsilon > 0)$, соответствующего элемента S -матрицы $S_{\alpha ll}$ и волновой функции непрерывного спектра $\chi_{\alpha l}^{(+)}(r)$ задачи рассеяния нуклона на оболочечном потенциале (см., например, [13]):

$$g_{\alpha l}(rr', \epsilon > 0) \approx [\epsilon - \epsilon_{\lambda} + \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}^f]^{-1} \chi_{\lambda}^{(0)}(r) \chi_{\lambda}^{(0)}(r'); \quad (43)$$

$$S_{\alpha ll}(\epsilon) \approx e^{2i\delta_{\alpha l}^{(0)}} \left[1 - \frac{i \Gamma_{\lambda}^f}{\epsilon - \epsilon_{\lambda} + \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}^f} \right]; \quad \chi_{\alpha l}^{(+)}(r) = \left[\frac{\Gamma_{\lambda}^f}{2\pi} \right]^{1/2} \frac{\chi_{\lambda}^{(0)}(r)}{\epsilon - \epsilon_{\lambda} + \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}^f}. \quad (44)$$

Здесь Γ_{λ}^f — ширина квазидискретного уровня, обусловленная существованием одночастичного континуума ($\Gamma_{\lambda}^f \ll D_{(\lambda)}$); $\delta_{\alpha l}^{(0)}$ — нерезонансная часть фазы потенциального рассеяния; $\chi_{\lambda}^{(0)}(r)$ — соответствующее решение уравнения (17), нормированное на единицу

в объеме ядра. Решение уравнений (36) для $\tilde{g}_J^{opt}(r, \epsilon)$ и (37) для $\chi_J^{opt}(r)$, последующее вычисление $S_{J,J}^{opt}(\epsilon)$ согласно (30) приводят к формулам вида (42)–(44), в которых осуществлена замена:

$$\epsilon_J \rightarrow \tilde{\epsilon}_J - \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_J^t; \quad \tilde{\epsilon}_J = \epsilon_J + \Delta_J; \quad \tilde{\Gamma}_J^t = \Gamma_J Sgn(\epsilon - \mu);$$

$$\Delta_J - \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_J^t = \begin{cases} \int \chi_J^2(r) \Delta H^m(r, \epsilon_J) dr & (\epsilon_J < 0), \\ \int \chi_J^{(0)}(r) \Delta H^m(r, \epsilon_J) dr & (\epsilon_J > 0). \end{cases} \quad (45)$$

Дальнейшее вычисление одноквазичастичной силовой функции согласно (8) и нейтронной силовой функции согласно (32) приводит к следующим выражениям для указанных величин ($\Gamma_J^t \gg \tilde{\Gamma}_J^t$):

$$S_J(\epsilon) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_J^t}{(\epsilon - \tilde{\epsilon}_J)^2 + \frac{1}{4}(\tilde{\Gamma}_J^t)^2}; \quad S_{n,J} = \Gamma_J^t S_J(\epsilon). \quad (46)$$

Отметим, что $\int S_J(\epsilon) d\epsilon = 1$. Соотношения (46) допускают наглядную интерпретацию, основанную на определениях силовых функций:

$$\Gamma_n = \Gamma_J^t \langle b_s^J \rangle; \quad \langle b_s^J \rangle = \frac{1}{2\pi r_S} \frac{\Gamma_J^t}{(\epsilon - \tilde{\epsilon}_J)^2 + \frac{1}{4}(\tilde{\Gamma}_J^t)^2}; \quad (47)$$

$$b_s^J = \int b_s(r, \tilde{r}) \varphi_J^*(\tilde{r}) \psi_J(\tilde{r}) d\tilde{r} d\tilde{r},$$

т.е. средняя нейтронная ширина компаунд-резонансов равняется произведению одночастичной ширины для распада в континуум и средней вероятности обнаружить одночастичное состояние в точных состояниях ядра. Согласно (45)–(47) величины Γ_J^t и Δ_J имеют смысл соответственно (фрагментационной) ширины и (фрагментационного) сдвига одноквазичастичного состояния, возникающих за счет связи этого состояния с многочастичными конфигурациями.

Вывод приближенной формулы (46) для $S_J(\epsilon)$, основанный на приближенном представлении (43), указывает, как надо модифицировать выражение (8) в случае расчета силовых функций подбарьерных одночастичных состояний. В этом случае в интеграле (8), который формально расходится на верхнем пределе, область интегрирования нужно ограничить таким значением $\tilde{\Gamma}_J^t$, для которого выполняется условие $\int S_J(\epsilon) d\epsilon = 1$. Естественно, что радиус $\tilde{\Gamma}_J^t$ находится в подбарьерной области. Фактически такая процедура эквивалентна способу нормировки волновых функций $\chi_J^{(0)}(r)$ в (43).

Приближенные решения для оптико-модельных функций, которые приводят к приближенным выражениям (46) для силовых функций, справедливы при условии

$$|\Delta_\lambda - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda^4| \ll \eta_\lambda, \quad (48)$$

которое представляет собой условие неисчезновения оболочек и потому является критерием применимости оболочечного подхода. С точностью (48) можно пренебречь неортогональностью волновых функций оптической модели при вычислении тех матричных элементов, которые отличны от нуля и при $\Delta H^{\text{opt}} = 0$.

Переход к оптической модели со связью каналов. При некоторых энергиях возбуждения может оказаться, что одно или несколько входных состояний, несмотря на малый статистический вес, могут дать сравнимый с $\Delta H^{\text{opt}}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ вклад в среднюю неприводимую собственно энергетическую часть $\Delta H(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ (II). В этом случае величины Σ в (9) и ΔH в (10) можно представить в виде суммы:

$$\Sigma = \Sigma^{\text{opt}} + \Sigma^P, \quad \Delta H = \Delta H^{\text{opt}} + \Delta H^P, \quad (49)$$

причем $\Delta H^P < \Sigma^P$ представляет собой, вообще говоря, нелокальный и немонотонно зависящий от энергии потенциал. Конкретный вид ΔH^P зависит от природы указанных входных состояний и для конфигураций квазичастица-фонон будет рассмотрен ниже.

После подстановки собственно энергетической части Σ (49) в уравнение Дайсона (9) и усреднения по энергии приходим к уравнению для средней волновой функции Грина:

$$g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = g^{\text{opt}}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) + \int g^{\text{opt}}(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \Delta H^P(\vec{r}_1\vec{r}_2, \epsilon) g(\vec{r}_2\vec{r}', \epsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (50)$$

в котором в качестве исходной фигурирует не оболочечная, а оптико-модельная функция Грина. Аналогичным образом можно представить и уравнение для средней волновой функции задачи рассеяния:

$$\psi_{k\mu}^{(+)}(\vec{r}) = \psi_{k\mu}^{(+)\text{opt}}(\vec{r}) + \int g^{\text{opt}}(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \Delta H^P(\vec{r}_1\vec{r}_2, \epsilon) \psi_{k\mu}^{(+)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (51)$$

После отделения угловых переменных в (50), (51) приходим к уравнениям для соответствующих радиальных функций:

$$g_{jl}(rr', \epsilon) = g_{jl}^{\text{opt}}(rr', \epsilon) + \int g_{jl}^{\text{opt}}(rr_1, \epsilon) \Delta H_{jl}^P(r_1 r_2, \epsilon) g_{jl}(r_2 r', \epsilon) dr_1 dr_2, \quad (52)$$

$$\chi_{kjl}^{(+)}(r) = \chi_{kjl}^{(+)\text{opt}}(r) + \int g_{jl}^{\text{opt}}(rr_1, \epsilon) \Delta H_{jl}^P(r_1 r_2, \epsilon) \chi_{kjl}^{(+)}(r_2) dr_1 dr_2. \quad (53)$$

Из уравнения (53) и представления (39) следует выражение для элементов средней \mathfrak{S} -матрицы упругого рассеяния кулонов, аналогичное (30):

$$\langle S_{jl}(\epsilon) \rangle = S_{jl}^{opt}(\epsilon) - 2\pi i \int \chi_{ejl}^{(+)opt}(\eta) dH_{jl}^P(r_1 r_2, \epsilon) \chi_{ejl}^{(+)}(r_2) dr_1 dr_2. \quad (54)$$

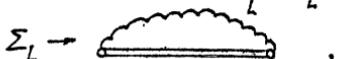
Здесь функции $\chi_{ejl}^{(+)}$ связаны с функциями $\chi_{kjL}^{(+)}$ соотношением вида (22).

В сферических ядрах к входным состояниям, вклад которых в Σ^P следует учитывать явно, относятся конфигурации "квазичастица-фоной" при условии сильной связи квазичастиц с фононами, когда эта связь приводит к существенной перестройке одноквазичастичного спектра. К фононам в первую очередь относятся низколежащие коллективные 2^+ -состояния в сферических ядрах. Пусть ω_L и L – энергия и угловой момент фонона соответственно, а $V_L(\vec{r})$ – поле, действующее на квазичастицу в процессе рождения (поглощения) фонона. В "макроскопическом" подходе, в котором фонону отвечает квант колебаний ядерной поверхности, поле $V_L(\vec{r})$ пропорционально параметрам динамической деформации ядра [17]:

$$V_L(\vec{r}) = V(r) \sum_{\mu} \alpha_{L\mu} Y_{\mu}(r/r); \quad V(r) = -R \frac{du}{dr}, \quad (55)$$

где $u(r)$ – среднее поле модели оболочки. Параметры $\beta_L = (\sum_{\mu} |\alpha_{L\mu}|^2)^{1/2}$ можно найти, например, из данных по кулоновскому возбуждению однофононных состояний в соседнем ядре. В "макроскопических" подходах поле $V_L(\vec{r})$ определяется плотностью перехода с возбуждением однофононного состояния и эффективным взаимодействием квазичастиц в канале частица-дырка [18-20].

Однофононный вариант метода связанных каналов (МСК). В низшем порядке по взаимодействию (55) вклад в неприводимую собственно энергетическую часть $\Sigma^P = \sum_L \cdot \Sigma_L$ описывается диаграммой



где двойной линии отвечает функция Грина G^m , которая удовлетворяет уравнению

$$G^m = G_0 + G \sum_m G^m, \quad (56)$$

волнистой линии – функция Грина фонона $D(\epsilon)$ [II]:

$$D_L(\epsilon) = \frac{1}{\epsilon - \omega_L + i\delta} - \frac{1}{\epsilon + \omega_L - i\delta}, \quad (57)$$

кружку – матричный элемент (в пространстве чисел заполнения фононов), за которым сохраним то же обозначение, что и для взаимодействия (55). Изображенной диаграмме отвечает следующее аналитическое выражение [II] :

$$\Sigma_L(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = -V_L^*(\vec{r}) V_L(\vec{r}') \int \limits_{\Delta} G^m(\vec{r}\vec{r}', \epsilon') D_L(\epsilon - \epsilon') d\epsilon' / 2\pi i. \quad (58)$$

Выполнив в этом выражении интегрирование с учетом (3), (57), получим два эквивалентных представления для Σ_L :

$$\Sigma_L(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = V_L^*(\vec{r}) V_L(\vec{r}') \begin{cases} G^m(\vec{r}\vec{r}', \epsilon - \omega_L) + [G^{m(-)}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon + \omega_L) - G^{m(+)}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon - \omega_L)], \\ G^m(\vec{r}\vec{r}', \epsilon + \omega_L) + [G^{m(+)}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon - \omega_L) - G^{m(-)}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon + \omega_L)]. \end{cases}, \quad (59)$$

В первом представлении выражение в квадратных скобках не имеет полюсов для энергии $\epsilon - \mu > \omega_L$, во втором – для энергий $\epsilon - \mu < -\omega_L$. Поэтому с точностью, по крайней мере $\omega_L / D_{(J)}$, получим следующее выражение для ΔH^P :

$$\Delta H^P(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \sum L V_L^*(\vec{r}) g^{opt}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon - \tilde{\omega}_L) V_L(\vec{r}'); \quad \tilde{\omega}_L \equiv \omega_L Sgn(\epsilon - \mu). \quad (60)$$

Это соотношение вместе с (50) приводит к основному уравнению МСК – уравнению для средней одночастичной функции Грина в низшем по взаимодействию квазичастица–фонон приближении:

$$g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = g^{opt}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) + \sum L \int g^{opt}(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) V_L^*(\vec{r}_1) g^{opt}(\vec{r}_1\vec{r}_2, \epsilon - \tilde{\omega}_L) V_L(\vec{r}_2) g(\vec{r}_2\vec{r}', \epsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (61)$$

Остановимся на анализе уравнения (61), поскольку некоторые выводы из этого анализа будут использованы в дальнейшем. После отделения угловых переменных в (61) с учетом (52), (55), (60) получим систему линейных интегральных уравнений для радиальных функций Грина:

$$g_{jl}(rr', \epsilon) = g_{jl}^{opt}(rr', \epsilon) + \sum L' l' \int g_{jl}^{opt}(rr_1, \epsilon) V(r_1) g_{j'l'}^{opt}(r_1 r_2, \epsilon - \tilde{\omega}_L) \times \\ \times V(r_2) g_{jl}(r_2 r', \epsilon) dr_1 dr_2, \quad (62)$$

где $\tilde{\alpha}_L^2 = \beta_L^2 [(2j+1)(2l+1)]^{-1} \langle j\ell // Y_L // j'l' \rangle^2$, $\langle // Y_L // \rangle$ — приведенный матричный элемент. В явном виде решение системы (62) легко найти в приближении "поверхностного" взаимодействия квазичастицы-фонон, т.е. в приближении

$$du/dr \rightarrow \tilde{u}_0 \delta(r-R), \quad (63)$$

где \tilde{u}_0 — амплитуда среднего поля модели оболочек. Это приближение отвечает предположению о том, что радиальные волновые функции $\chi_{\lambda}(r)$ (16) мало меняются вблизи $r=R$ на интервале, порядка диффузности оболочечного потенциала. Количественным критерием точности приближения (63) служит степень близости к единице параметров

$$\eta_{\lambda\lambda'} = (rdu/dr)_{\lambda\lambda}^2 / [R\tilde{u}_0 \chi_{\lambda}(R) \chi_{\lambda'}(R)]^2, \quad (64)$$

где λ и λ' — квантовые числа комбинирующих согласно (62) и близких по энергии одночастичных состояний дискретного (и квазидискретного) спектра. В приближении (63) решение системы (62) можно представить в виде:

$$g_{jl}(rr',\epsilon) = g_{jl}^{opt}(rr',\epsilon) + \frac{\sum_{L,l'} \tilde{\alpha}_L^2(jl,j'l') g_{jl}^{opt}(rr,\epsilon) g_{jl'}^{opt}(RR,\epsilon - \tilde{\omega}_L) g_{jl'}^{opt}(Rr',\epsilon)}{1 - \sum_{L,l'} \tilde{\alpha}_L^2(jl,j'l') g_{jl}^{opt}(RR,\epsilon) g_{jl'}^{opt}(RR,\epsilon - \tilde{\omega}_L)}, \quad (65)$$

где $\tilde{\alpha}_L^2 = (R\tilde{u}_0 \tilde{\alpha}_L)^2$. Это выражение заметно упрощается в существенном энергетическом интервале $|\epsilon - \epsilon_{\lambda}| \ll D_{\lambda}$ вблизи уровня λ , а также вблизи комбинирующих с ним согласно (65) уровней λ' , когда справедливы приближенные представления (42), (45) для функций Грина $g_{jl}^{opt}(rr',\epsilon) \approx \chi_{\lambda}(r) \chi_{\lambda'}(r') g_{jl}^{opt}(\epsilon)$. Решение (65) в этом приближении также можно представить в виде

$$g_{jl}(rr',\epsilon) \approx \chi_{\lambda}(r) \chi_{\lambda'}(r') g_{jl}(\epsilon), \quad \text{где}$$

$$g_{jl}(\epsilon) = g_{jl}^{opt}(\epsilon) \left[1 - \sum_{\lambda, \lambda'} \tilde{\alpha}_L^2(\lambda, \lambda') g_{jl}^{opt}(\epsilon) g_{jl'}^{opt}(\epsilon - \tilde{\omega}_L) \right]^{-1}. \quad (66)$$

Здесь $\tilde{\alpha}_L^2(\lambda, \lambda') = [R\tilde{u}_0 \chi_{\lambda}(R) \chi_{\lambda'}(R) \tilde{\alpha}_L(jl, j'l')]^2$. Из (66) следует, что сила связи квазичастицы λ с фононом L определяется параметром

$$(v_{\lambda\lambda'}^L)^2 = \tilde{\alpha}_L^2(\lambda, \lambda') / \frac{1}{2} \Gamma_{\lambda}^4 [(\epsilon_{\lambda} - \epsilon_{\lambda'} - \tilde{\omega}_L)^2 + (\frac{1}{2} \Gamma_{\lambda}^2)^2]^{1/2}. \quad (67)$$

Если величины $(\gamma_{\lambda\lambda'}^L)^2 \ll 1$ для всех состояний λ' , комбинирующих согласно правилам отбора с состоянием λ , то связь квазичастица-фонон слабая, и ширина одноквазичастичного резонанса в силовой функции $S_\lambda(\epsilon)$ определяется в основном мнимой частью оптического потенциала. Отметим, что к таким фононам относится большинство конфигураций типа частица-дырка, связь квазичастиц с которыми явно учитывается в подходах [3, 4]. В рамках излагаемого метода связь квазичастиц с этими конфигурациями учитывается в терминах мнимой части оптического потенциала.

В "мягких" сферических ядрах (в ядрах с относительно большой величиной параметра динамической квадрупольной деформации β_2) при не слишком больших энергиях квазичастиц параметры $\gamma_{\lambda\lambda'}^{L=2} \equiv \gamma_\lambda = \alpha_2(\lambda, \lambda) / \frac{1}{2} \Gamma_\lambda^4$ ($j_\lambda > \frac{1}{2}$) и $\gamma_{\lambda\lambda'}^{L=2}$ оказываются сравнимы с единицей. В этих случаях связь квазичастица- 2^+ -фонон является сильной. Именно этим обстоятельством объясняется выделенная роль 2^+ -фононов в фрагментации одноквазичастичных состояний в "мягких" сферических ядрах. Отметим, что при малых энергиях возбуждения ($\Gamma_\lambda^4 = 0$) сила связи квазичастица- 2^+ -фонон определяется величиной $\gamma_\lambda^0 = \alpha_2(\lambda, \lambda) / \omega_2$ ($j_\lambda > \frac{1}{2}$), которая является параметром теории возмущений по взаимодействию квазичастиц- 2^+ -фонон, так что $\gamma_\lambda = (\omega_2 / \frac{1}{2} \Gamma_\lambda^4) \gamma_\lambda^0$. Таким образом, при достаточно большой энергии возбуждения (в зависимости от величины Γ_λ^4) сильная связь, которая имеет место для квазичастиц с малой энергией возбуждения ($\gamma_\lambda^0 \gtrsim 1$), может перейти в слабую ($\gamma_\lambda \ll 1$). В случае 3^- -фононов $\gamma_{\lambda\lambda'}^{L=3} = 0$, а параметры $\gamma_{\lambda\lambda'}^{L=1}$, как правило, малы, так что взаимодействие квазичастица- 3^- -фонон слабое.

Рассмотрим пример решения задачи об одноквазичастичной силовой функции в рамках ИСК. С этой целью воспользуемся приближением, в котором пренебрегается недиагональными слагаемыми в (62) (приближением "самодействия", или приближением одного j -уровня [5], когда $L' = 2^+$, $\lambda' = \lambda$). Согласно (8), (66) имеем:

$$S_\lambda(\epsilon) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Sgn}(\epsilon - \mu) \operatorname{Im} g_\lambda(\epsilon) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left[\epsilon - \tilde{\epsilon}_\lambda + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_\lambda^4 - \frac{\alpha_2^2(j_\lambda, \lambda)}{\epsilon - \tilde{\epsilon}_\lambda - \tilde{\omega}_2 + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_\lambda^4} \right]^{-1} \operatorname{Sgn}(\epsilon - \mu). \quad (68)$$

Энергетическая зависимость силовой функции $S_\lambda(\epsilon)$ обнаруживает два сравнимых по величине максимума, если $\alpha_2(\lambda, \lambda) \gtrsim \frac{1}{2} \Gamma_\lambda^4 > \omega_2$.

Природу этих максимумов легко понять, рассмотрев предельный случай $\Delta H^m \rightarrow 0$, когда $g_1(\epsilon) \rightarrow g_1(\epsilon)$. Согласно спектральному разложению (3) для этого случая имеем:

$$G_1(\epsilon) = \sum_n w_n^A [\epsilon - \epsilon_n^A + i0 \operatorname{sgn}(\epsilon - \mu)]^{-1}, \quad (69)$$

где величины w_n^A имеют смысл вероятностей обнаружения бесфононного состояния в точных состояниях системы. Из (68), (69) следует, что в пределе $\Delta H^m \rightarrow 0$ нахождение полюсов и вычетов функции Грина эквивалентно решению двухуровневой задачи, т.е. задачи о смешивании конфигураций "квазичастица" и "квазичастица- 2^+ -фонон". В случае $\gamma_2^0 \gg 1$ $w_{1,2}^A = \frac{1}{2}$, $\epsilon_{1,2}^A - \epsilon_A = \pm \omega_2(\lambda, \lambda)$. Величины $w_{1,2}^A$ и $\epsilon_{1,2}^A - \epsilon_A$ для значения $\gamma_2^0 = 4$ приведены на рис. I, а.

"Двугорбая" зависимость $S_1(\epsilon)$ (68) – результат использования теории возмущений по V_2 в уравнении для средней одиночечной функции Грина в случае сильной связи квазичастица- 2^+ -фонон. Однако в случае сильной связи необходимо учитывать вклад в неприводимую собственно энергетическую часть конфигураций, содержащих большее число фононов. Возникает своеобразная ситуация: когда $\gamma_2 \ll 1$, связь каналов практически не влияет на силовую функцию; когда $\gamma_2 \gtrsim 1$, нельзя ограничиться учетом вклада в $\langle \sum^P \rangle$ только однофононных конфигураций. Другими словами, часто используемый однофононный вариант метода связанных каналов практически не имеет области применимости. Дальнейшее содержание обзора посвящено формулировке, анализу и приложениям приближенной версии многофононного варианта метода связанных каналов (МФМСК).

3. МНОГОФОНОННЫЙ ВАРИАНТ МЕТОДА СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

Основные соотношения МФМСК. Как указано выше, в случае сильной связи квазичастица-фонон помимо простейшей диаграммы необходимо также учитывать вклад в неприводимую собственно энергетическую часть \sum^P и более сложных диаграмм, приводимых в канале квазичастица-фонон:



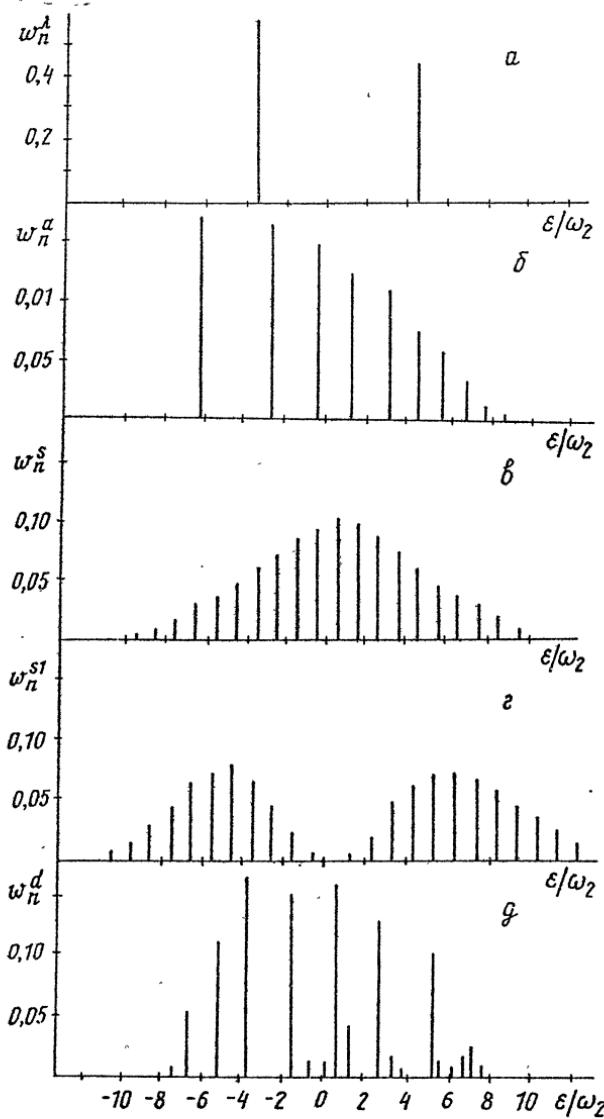


Рис. I. Распределения одноквазичастичной (бесфононной) и однофононной силы, найденные в различных приближениях для значения $\gamma=4$:
а – $w_{1,2}^A$; *б* – w_n^B ; *в* – w_n^S ; *г* – w_n^{S1} ; *д* – w_n^D

Здесь, как и ранее, двойной линии соответствует функция Грина σ^m (56). По определению Σ^m в (56) не содержит диаграмм, отвечающих связи каналов, но содержит диаграммы, неприводимые в канале квазичастица-фонон. Из-за малого статистического веса указанных диаграмм можно ожидать малого изменения Σ^m за счет вклада фононов. Приведенный ряд теории возмущений для Σ^P формально можно просуммировать. В результирующей диаграмме жирной линии отвечает точная функция Грина σ , крестику - точная (перенормированная) вершина V_L . В случае фононов с отличным от нуля угловым моментом не удается установить связь вершины с точной функцией Грина, и потому для анализа эффекта перенормировки приходится прибегать к различным приближениям [5]. Простейшим является предположение о малом вкладе эффекта перенормировки вершины в Σ^P или ΔH^P . Это приближение отвечает учету вклада в Σ^P только "радужных" диаграмм, т.е. учету диаграмм а), б), и т.д. и пренебрежение диаграммами в), и т.д. Точность этого приближения обсуждается в следующем разделе. Здесь сформулируем основные уравнения ММСК - подхода, в котором связь квазичастиц с фононами и многоквазичастичными конфигурациями учитывается в среднем по энергии в пренебрежении перенормировкой квазичастично-фононной вершины. В связи с суммированием диаграмм в Σ^P отметим, что в ММСК не возникает вопрос о классификации многофононных состояний в зависимости от схемы сложения моментов. В указанном приближении согласно результирующей диаграмме для величины $\Sigma_L(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ справедливо выражение (58), (59), если в них осуществить замену $\sigma^m \rightarrow \sigma$. Следовательно, величина $\Delta H^P(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ определяется выражением вида (60):

$$\Delta H^P(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \sum_L V_L^*(\vec{r}) g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon - \tilde{\omega}_L) V_L(\vec{r}'). \quad (70)$$

С учетом этого выражения нелинейное уравнение для средней одночастичной функции Грина $g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ следует из (50). На основании (70) получаем также выражение для радиальной части ΔH^P :

$$\Delta H_{jl}^P(r, r', \epsilon) = V(r) V(r') \sum_{l' l''} \tilde{\alpha}_L^2(jl, j'l'') g_{jl''}(rr', \epsilon - \tilde{\omega}_L), \quad (71)$$

где величины $\tilde{\alpha}_L^2(jl, j'l'')$ определены после формулы (62). Система нелинейных интегральных уравнений для радиальных функций Грина $g_{jl}(rr', \epsilon)$ следует из (52), (71). Решение этой системы в при-

ближении "поверхностного" взаимодействия (63) можно представить с помощью формулы (65), если в ней осуществить замену:

$$g_{jl}^{opt}(RR, \epsilon - \tilde{\omega}_L) \rightarrow g_{jl}(RR, \epsilon - \tilde{\omega}_L), \quad (72)$$

причем величины $g_{jl}(RR, \epsilon) = g_{jl}(\epsilon)$ определяются системой нелинейных функциональных уравнений:

$$g_{jl}(\epsilon) = g_{jl}^{opt}(\epsilon) + \sum_{l'j'l''} \tilde{\alpha}_L^2(jl, j'l') g_{jl'}^{opt}(\epsilon) g_{j'l''}(\epsilon - \tilde{\omega}_L) g_{jl}(\epsilon), \quad (73)$$

где, как и ранее, $\tilde{\omega}_L = R u_0 \tilde{\omega}_L$. Формулы (52), (71) являются основными соотношениями ММСК. В приближении "поверхностного" взаимодействия квазичастица-фонон эти формулы переходят в соотношения (65), (72), (73).

Качественный анализ основных соотношений. Вновь обратимся к задаче о квазичастице, находящейся на изолированном j -уровне и взаимодействующей с 2^+ -фононами (приближение "самодействия"). В этом случае $g_{jl}(rr', \epsilon) \rightarrow g_j(\epsilon) \chi_{jl}(r') \chi_{jl}(r)$, а уравнение для $g_j(\epsilon)$ в пределе $\Delta H^m \rightarrow 0$ (когда $g_j(\epsilon) \rightarrow g_j^0(\epsilon)$) имеет согласно (65), (72) вид, аналогичный (73) (для определенности рассмотрим функцию Грина частицы, когда $\tilde{\omega}_2 \rightarrow \omega_2$):

$$g_j^0(\epsilon) = \epsilon_{0j}(\epsilon) + \tilde{\alpha}_2^2(\lambda, \lambda) \epsilon_{0j}(\epsilon) g_j^0(\epsilon - \omega_2) g_j^0(\epsilon), \quad (74)$$

где константа $\tilde{\alpha}_2(\lambda, \lambda) \equiv \tilde{\alpha}_2$ определена после формулы (66). Решение функционального уравнения (74) найдено в работе /5/ (здесь и далее в этом разделе энергия частицы положена равной нулю):

$$g_j^0(\epsilon) = \frac{1}{\tilde{\alpha}_2} \frac{\tilde{J}_q(x)}{\tilde{J}_{-q}(x)} ; \quad q = \epsilon/\omega_2 ; \quad x = -2\tilde{\alpha}_2/\omega_2, \quad (75)$$

где $\tilde{J}_q(x)$ — функция Бесселя. Согласно (69) полюса и вычеты функции Грина (75) определяют соответственно уровни энергии ϵ_n^0 и распределение одноквазичастичной силы w_n^0 в приближении, в котором пренебрегается перенормировкой квазичастично-фононной вершины. В качестве примера на рис. I, б приведено рассчитанное согласно (75) распределение w_n^0 для значения $\nu_2^0 = 4$.

Опустим в уравнении (74) индексы λ и L , характеризующие квантовые числа квазичастицы и угловой момент фонона ($\tilde{\alpha}_2 \rightarrow \tilde{\alpha}$, $\omega_2 \rightarrow \omega$, $\nu_2^0 \rightarrow \nu^0$, $g_j \rightarrow g$). В пренебрежении перенормировкой вершины указанное уравнение формально отвечает задаче о частице, излучающей и поглощающей скалярные (0^+) фононы и не меняющей

своего квантового состояния. Такую задачу можно решить и точно (т.е. с учетом перенормировки вершины) двумя способами. Первый состоит в решении уравнения для одночастичной функции Грина $G^S(\epsilon)$, в котором перенормировка вершины учитывается с помощью разностного тождества Уорда (см., например, [5]):

$$\tilde{V}/V = [(\mathcal{G}^S(\epsilon))^{-1} - (\mathcal{G}^S(\epsilon-\omega))^{-1}] / \omega. \quad (76)$$

С учетом (76) уравнение для функции Грина $\mathcal{G}^S(\epsilon)$ (которое можно получить из (74) путем замены $\alpha^2 - \omega^2 \tilde{V}/V$) линеаризуется:

$$\mathcal{G}^S(\epsilon) = G_0(\epsilon) + \frac{\alpha^2}{\omega} G_0(\epsilon) \{ G^S(\epsilon-\omega) - G^S(\epsilon) \}. \quad (77)$$

Решение уравнения (77) может быть легко найдено: уровни энергии системы "частица+скалярные фононы" эквидистантны, а распределение одночастичной силы описывается распределением Пуассона [5]:

$$e_n^S = (\pi - (\gamma^0)^2) \omega; \quad \omega_n^S = e^{-(\gamma^0)^2} (\gamma^0)^{2\pi} / \pi!. \quad (78)$$

Другой способ решения состоит в диагонализации, отвечающей указанной задаче гамильтониана:

$$\mathcal{H} = \omega a^\dagger a + \alpha b^\dagger b (a+a^\dagger). \quad (79)$$

Здесь $a^\dagger(a)$ и $b^\dagger(b)$ – операторы рождения (уничтожения) фона и частицы соответственно, причем по условию $b^\dagger b \rightarrow 1$. Согласно (79) задача о нахождении энергий e_n^S и вероятностей w_n^S формально эквивалентна задаче о возбуждении гармонического осциллятора, находящегося в основном состоянии, при мгновенном включении однородного внешнего поля. Решение последней задачи известно [21] и также приводит к формулам (78). Распределение w_n^S для значения $\gamma^0=4$ приведено на рис. I, в. Аналогичным способом можно найти распределение веса однофононной компоненты точных состояний гамильтониана (79) w_n^{S1} :

$$w_n^{S1} = \frac{e^{-(\gamma^0)^2}}{(\gamma^0)^2} \frac{(\gamma^0)^{2\pi}}{\pi!} (\pi - (\gamma^0)^2)^2. \quad (80)$$

Распределение величин w_n^{S1} имеет два сравнимых максимума, если $\gamma^0 \gg 1$ (рис. I, г, $\gamma^0 = 4$).

Оба рассмотренных распределения w_n^S и w_n^{S1} отвечают предельным случаям задачи об изолированном j -уровне. Так, если момент квазичастицы $j \gg 2$, то 2^+ -фононы можно считать скалярными и для анализа распределения одноквазичастичной силы использовать функцию Грина $\mathcal{G}^S(\epsilon)$ и распределение w_n^S (78). В случае малых j ($j \leq 2$) можно ожидать, что вершина слабо перенормиру-

ется из-за кинематического подавления вклада соответствующих графиков теории возмущений /5/, и потому использовать распределение w_n^a . В этой связи представляют интерес результаты расчетов распределения силы EI-гигантского резонанса (EI-ГР) за счет связи с 2^+ -фононами. В [17, с. 407] приведен результат решения соответствующей диагонализационной задачи на базисе состояний, включающем до 14 2^+ -фононов. Распределение силы EI-ГР w_n^a для значения $\gamma^0=4$, приведено на рис. I, д.

Как следует из рис. I, б и I, в, распределения w_n^a и w_n^s существенно отличаются друг от друга. Так, примерно вдвое отличаются энергетические интервалы между соседними уровнями с энергией вблизи ϵ_1 , распределение w_n^a асимметрично и т.д. Следует, однако, иметь в виду, что при достаточно больших энергиях квазичастиц ($\frac{1}{2}\Gamma^f > \omega$) наблюдаются только усредненные распределения \bar{w}_n . Информацию об этих распределениях содержат моменты β_k :

$$\beta_0 = \sum_n w_n ; \quad \beta_1 = \sum_n \epsilon_n w_n / \omega \equiv \tilde{\epsilon} / \omega ; \quad (81)$$

$$\beta_{k>2} = \sum_n (\epsilon_n - \tilde{\epsilon})^k w_n / \omega^k ;$$

β_0 определяет нормировку распределения, β_1 – среднюю энергию, β_2 – среднеквадратичную дисперсию (фрагментационную ширину $\Gamma_{ph}^f \approx 2,35 \beta_2^{1/2} \omega$), β_3 – асимметрию распределения и т.д. Моменты распределений w_n^s и w_n^a в зависимости от параметра γ^0 легко вычисляются точно. В табл. I приведены результаты расчетов моментов $\beta_{k<4}$ распределений w_n^a , w_n^s и w_n^d для значения $\gamma^0 = 4$. Отметим, что из (75) и (78) (см. также табл. I) следует, что эффективное число фононов $\pi_{\text{эф}}$, которое следует учитывать при исследовании распределения одноквазичастичной силы, определяется безразмерной константой связи γ^0 :

$$\pi_{\text{эф}} \equiv \Gamma_{ph}^f / \omega \sim \beta_2^{1/2} = \gamma^0 . \quad (82)$$

Из приведенных в табл. I данных видно, что можно ожидать близости усредненных распределений \bar{w}_n^s и \bar{w}_n^a (и в большей мере \bar{w}_n^a и \bar{w}_n^d). Чтобы в этом убедиться непосредственно, обратимся к усредненным по энергии функциям Грина $g^0(\epsilon) = G^0(\epsilon + i\Gamma')$, $g^0(\epsilon) = G^s(\epsilon + i\Gamma')$, ($\Gamma' > \omega$). В пределе $\Gamma \gg \omega$, где Γ – полная ширина силовой функции (именно этот случай, отвечающий сильной связи квазичастица–фонон представляет интерес с точки зрения

выяснения возможности пренебрежения перенормировкой вершины), уравнения для усредненных функций Грина следуют из (74), (77) с точностью ω/Γ :

$$g^a(\epsilon) = g_0(\epsilon) + \alpha^2 g_0(\epsilon) [g^a(\epsilon)]^2, \quad (83)$$

$$g^s(\epsilon) = g_0(\epsilon) - \alpha^2 g_0(\epsilon) dg^s(\epsilon)/d\epsilon, \quad (84)$$

где $g_0(\epsilon) = (\epsilon + iI')^{-1}$. Решения этих уравнений можно найти аналитически:

$$g^a(\epsilon) = (\epsilon + iI')[1 - \sqrt{1 - 4\alpha^2/(\epsilon + iI')^2}]/2\alpha^2, \quad (85)$$

$$g^s(\epsilon) = -\left\{\frac{i}{\alpha}\sqrt{\frac{\pi}{2}}(1 - \operatorname{erf}(I'/\sqrt{2}\alpha)) + \frac{1}{\alpha^2}\int_0^\epsilon e^{-\frac{(x+iI')^2}{2\alpha^2}} dx\right\}e^{-\frac{(\epsilon+iI')^2}{2\alpha^2}}, \quad (86)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — функция ошибок. Из приведенных соотношений следует, что силовые функции $\bar{w}^{a,s}(\epsilon) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} g^{a,s}(\epsilon)$ близки. В качестве иллюстрации этого утверждения на рис. 2 приведены силовые функции для значений параметров $\gamma' = I$ и $\gamma' = 5$ ($\gamma' = \alpha/I'$). Таким образом, усредненное по энергетическому интервалу $I' > \omega$ распределение одночастичной силы в задаче о взаимодействии со скалярными фононами слабо зависит от учета перенормировки вершины.

Таблица I
Безразмерные моменты распределений w_n^s , w_n^a и w_n^d значения $\gamma' = 4$

Распределение	b_0	b_1	b_2	b_3	b_4
w_n^s	I	0	16	16	784
w_n^a	I	0	16	16	528
w_n^d	0.97	-0.20	15	10	490

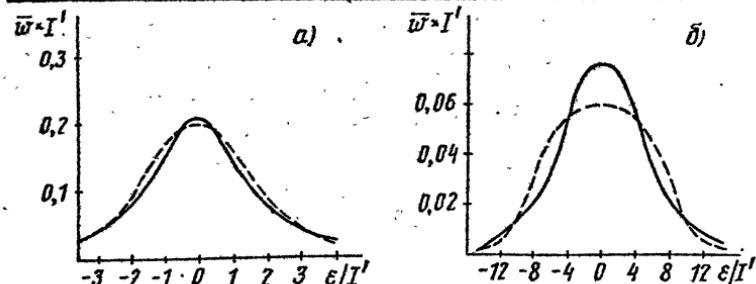


Рис. 2. Результаты расчетов силовых функций $\bar{w}^s(\epsilon)$ (сплошная линия) и $\bar{w}^a(\epsilon)$ (штриховая линия) для значений $\gamma' = 1$ (а) и $\gamma' = 5$ (б)

Переходя к рассмотрению затухания одноквазичастичных состояний с большой энергией возбуждения, отметим два обстоятельства в пользу использования уравнения (73) для функции Грина $g_{\ell}(rr';\epsilon)$ с неперенормированной квазичастично-фононной вершиной: 1) использование оптической модели для описания связи одноквазичастичных состояний с многочастичными фактически означает анализ усредненного по энергетическому интервалу $I(\omega_M > I)$ распределения одноквазичастичной силы; 2) в практически важном случае 2^+ -фононов, когда роль соседних уровней с той же четностью в релаксации одноквазичастичного состояния является заметной, эффект перенормировки вершины уменьшается как за счет дополнительного кинематического подавления соответствующих графиков из-за хаотичности фаз коэффициентов векторного сложения [5], так и за счет дополнительной фрагментации одноквазичастичной силы и, следовательно, увеличения эффективного интервала усреднения.

Приведенные в этом разделе аргументы позволяют использовать основные соотношения ММСК (50), (70) или (52), (71), в которых пренебрегается эффектом перенормировки квазичастично-фононной вершины, для количественного анализа наблюдаемых следствий релаксации одночастичной степени свободы при достаточно большой энергии возбуждения.

Изложенный вариант ММСК предполагает, что фононы отвечают гармоническим колебаниям. Можно ожидать, что после усреднения по энергетическому интервалу $I' > \omega$ эффект ангармоничности будет несуществен при условии $(\Delta\omega)_{\text{ср}} < \alpha < \Gamma_{ph}$. Здесь $(\Delta\omega)_{\text{ср}}$ — сдвиг энергий реальных π_{ph} -фононных состояний по сравнению с энергией состояния, содержащего π_{ph} гармонических фононов. Если использовать оценку $(\Delta\omega)_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \pi_{ph} \Delta\omega$ ($\Delta\omega$ — сдвиг энергии двухфононного мультиплета) [17], то указанное условие переходит в неравенство $\Delta\omega/\omega < \omega/\alpha$, которое для вибрационных ядер, как правило, выполнено.

В заключение этого раздела отметим, что поскольку фононы не являются истинными бозонами, при описании многофононных конфигураций может возникнуть вопрос об учете принципа Паули. Введем в этой связи параметр π_c , имеющий смысл числа частично-дырочных конфигураций, формирующих фонон, и характеризующий тем самым степень коллективности отвечающего фонону возбужденного состояния: $\pi_c = B(E2)/B_{sp}(E2)$, где $B(E2)$ — приведенная вероятность возбуждения фонона, а $B_{sp}(E2)$ — соответствующая

одночастичная оценка. В "мягких" ядрах $n_c \sim 20-40$ [22]. Как правило, $n_{\text{эфф}} \ll n_c$, и потому с точностью порядка $n_{\text{эфф}} / n_c$ влияние принципа Паули при описании многофононных состояний в ММСК можно не учитывать.

Выбор параметров модели. Метод решения системы уравнений для радиальных функций Грина. Согласно основным соотношениям ММСК для расчета средней одночастичной функции Грина необходимо задать те же параметры, что и в обычных версиях МСК: 1) параметры оболочечного потенциала (15); 2) параметры оптической добавки к оболочечному потенциальному (34); 3) параметры динамической деформации β_L и энергии фононов ω_L .

В расчетах, результаты которых приведены ниже, параметризация оболочечного потенциала в (15) выбрана в виде:

$$u(r) = u_0(r) + \frac{1}{2} \tau^{(3)} v(r) + \frac{1}{2} (1 - \tau^{(3)}) u_c(r), \quad (87)$$

где $u_0(r)$ — изоскалярная часть потенциала; $v(r)$ — пропорциональная нейтронному избытку энергия симметрии; $u_c(r)$ — энергия кулоновского взаимодействия протона с ядром; $\tau^{(3)}$ — изотопическая матрица. Далее

$$u_0(r) = -V_0 f(r, R, a); \quad u_{SO}(r) = V_{SO} \frac{\Lambda^2}{r} \frac{df}{dr}; \quad \frac{1}{2} v(r) = \alpha u_0(r) \frac{N-Z}{\beta}, \quad (88)$$

$$f(r, R, a) = \left[1 + \exp \left(\frac{r-R}{a} \right) \right]^{-1}, \quad u_c(r) = \begin{cases} \frac{Z\epsilon^2}{2R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right], & r \leq R_c, \\ \frac{Z\epsilon^2}{r}, & r > R_c, \end{cases} \quad (89)$$

где $R = r_0 \beta^{1/3}$, $R_c = r_{0c} \beta^{1/3}$. Отметим, что в (74) $\tilde{u}_0 = V_0 (1 \pm \alpha \frac{N-Z}{\beta})$. Параметры оболочечного потенциала, с помощью которых удается в среднем по А воспроизвести экспериментальные энергии связи нуклона $V_{\text{эфф}}$, выбраны согласно работе [23]:

$$V_0 = 53,3 \text{ МэВ}; \quad r_0 = r_{0c} = 1,24 \text{ Фм}; \quad a = 0,63 \text{ Фм}; \quad (90)$$

$$V_{SO} = 14,02 \left(1 + 2 \frac{N-Z}{\beta} \right) \text{ МэВ}; \quad \Delta = 1,41 \text{ Фм}; \quad \alpha = -0,63.$$

Параметризация величины ΔH^m (34) выбрана в виде, который обычно используют в расчетах в рамках оптической модели или МСК:

$$w(r, |\epsilon - \mu|) = -4w(|\epsilon - \mu|)adf/dr; \Delta(r, \epsilon - \mu) = \Delta(\epsilon - \mu)f, \quad (91)$$

где $w(|\epsilon - \mu|), \Delta(\epsilon - \mu)$ – варьируемые функции. В расчетах одноквазичастичных и нейтронных силовых функций величины $w(|\epsilon - \mu|) = const$ выбраны равными 1, 0–1,5 МэВ, $\Delta = 0$ (независимые данные о величине параметра Δ для энергий $E_x \sim B$ отсутствуют). Такой выбор мнимой части обусловлен тем, что с использованием значений $w \approx 1$ –2 МэВ удается удовлетворительно описать экспериментальные данные по нейтронным силовым функциям и сечениям рассеяния нейтронов низких энергий ядрами в широком интервале атомных масс в рамках простых версий МСК (см., например, [26]). В этой связи отметим, что в случае сильной связи квазичастица–фонон ширина силовой функции слабо зависит от величины w , когда $r_{ph} > w$.

Энергия возбуждения нечетного ядра с конфигурацией основного состояния λ'_0 (или λ''_0) определяется с учетом спаривания нуклонов согласно соотношению ($E_x \gg \tilde{\Delta}$) :

$$E_x = |\epsilon - \mu| - [(\epsilon_{\lambda'_0} - \mu)^2 + \tilde{\Delta}^2]^{1/2}, \quad (92)$$

где параметр $\tilde{\Delta}$ можно найти по разности экспериментальных значений энергии связи нуклона в данном нечетном и соседних четных ядрах [24], химический потенциал μ из стандартных уравнений [19] с учетом всех дискретных уровней в оболочечном потенциале. Параметры динамической деформации β_L и энергии фононов ω_L взяты из [25].

Для нахождения радиальных функций Грина $g_{jl}(rr', \epsilon)$ в приближении "поверхностного" взаимодействия квазичастица–фонон согласно (65), (72) нужно решить систему нелинейных функциональных уравнений (73) относительно функций $g_{jl}(RR, \epsilon) = g_{jl}(\epsilon)$. Идея метода решения состоит в следующем (для определенности рассматриваются однодырочные возбуждения, когда $\tilde{\omega}_L = \omega_L$, значение L фиксировано). При энергии $\epsilon \approx \epsilon_{ojl}$ вблизи антисвязанного состояния ($\epsilon_{ojl} - \epsilon_L \sim D_{(1)}/2$) связь одноквазичастичного состояния с фононами подавлена в меру отношения $(2\omega_L/D_{(1)})^2 \ll 1$, как это следует из системы (73). Поэтому с указанной точностью можно считать, что $g_{jl}(\epsilon_{ojl}) \approx g_{jl}^{opt}(\epsilon_{ojl})$. Далее из (73) можно найти $g_{jl}(\epsilon_{ojl} - \omega_L)$, $g_{jl}(\epsilon_{ojl} - 2\omega_L)$ и т.д. Практически цепочка уравнений

$$g_{jl}(\epsilon) = g_{jl}^{opt}(\epsilon) [1 - \sum_{j_l l_j} \tilde{\omega}_L^2 (j_l, j_l) g_{jl}^{opt}(\epsilon) g_{j_l l_j}(\epsilon + \omega_L)]^{-1},$$

$$g_{j_1 l_1}(\epsilon + \omega_L) = g_{j_1 l_1}^{opt}(\epsilon + \omega_L) [1 - \sum_{j_2 l_2} \tilde{\alpha}_L^2(j_1 l_1, j_2 l_2) g_{j_2 l_2}^{opt}(\epsilon + \omega_L) g_{j_2 l_2}(\epsilon + 2\omega_L)]^{-1},$$

$$g_{j_m l_m}(\epsilon + \pi \omega_L) = g_{j_m l_m}^{opt}(\epsilon + \pi \omega_L) [1 - \sum_{j_l l_i} \tilde{\alpha}_L^2(j_m l_m, j_l l_i) g_{j_m l_m}^{opt}(\epsilon + \pi \omega_L) g_{j_l l_i}(\epsilon + (\pi+1)\omega_L)]^{-1}$$

обрывалась путем замены $g_{j_l l_i} \rightarrow g_{j_l l_i}^{opt}$ вблизи такой энергии $\epsilon' = \epsilon + \pi(\epsilon) \omega_L \approx \epsilon_{0j_l} + \frac{D(j_l)}{2}$, при которой величины

$$Q_{j' l'}(\epsilon') = \left| \sum_{j_l l_i} \tilde{\alpha}_L^2(j' l', j_l l_i) g_{j' l'}^{opt}(\epsilon') g_{j_l l_i}^{opt}(\epsilon' + \omega_L) \right| \quad (94)$$

не превышают малого наперед заданного значения ξ для всех представляющих интерес значений ϵ в окрестности исследуемого одноквазичастичного резонанса λ и всех одночастичных состояний λ' , комбинирующих друг с другом и с состоянием λ в соответствии с правилами отбора. В случае 2^+ -фононов в практических расчетах силовых функций состояний с нормальной четностью (четностью оболочки) учитывались все состояния в пределах этой оболочки, в расчетах силовых функций состояний аномальной четности учитывались все состояния "родительской" оболочки. В случае 3^- -фононов ситуация обратная. В расчетах величина ξ выбрана равной 0,01. Отметим, что замена в (93) $g(\epsilon + \pi \omega_L) \rightarrow g^{opt}(\epsilon + \pi \omega_L)$ для любых значений ϵ отвечает учету вклада k -фононных конфигураций ($k \leq n$) в анализе фрагментации одноквазичастичной силы. Эффективным числом фононов можно назвать такое значение $n = n_{\text{эфф}}$, начиная с которого решение системы алгебраических уравнений (93) для $g_{j_l l_i}(\epsilon)$ практически не зависит от n для представляющих интерес значений ϵ . Естественно, что это значение согласуется с оценкой $n_{\text{эфф}} \approx 10$.

Если отказаться от использования приближения "поверхностного" взаимодействия квазичастица-фонон (63) и использовать реалистический форм-фактор указанного взаимодействия $V(r)$ (55), то для нахождения радиальных функций Грина $g_{j_l l_i}(r, \epsilon)$ необходимо решить систему интегральных уравнений (52), (71). Решение указанной системы можно найти с помощью процедуры вида (93) с тем существенным отличием, что на каждом "шаге" по энергии нужно решить систему линейных интегральных, а не алгебраических уравнений.

Сформулированные в этом параграфе уравнения для средней одночастичной функции Грина, метод решения системы нелинейных

уравнений для радиальных функций Грина, а также проведенный качественный анализ использованных приближений позволяют перейти к количественной интерпретации в рамках МФМСК наблюдаемых следствий релаксации одноквазичастичной степени свободы в "мягких" сферических ядрах.

4. МФМСК – АНАЛИЗ ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ В СРЕДНЕСТАЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Численный анализ различных приближений. Количественный анализ одноквазичастичных силовых функций $S_{JL}(E_x)$ в рамках МФМСК основан на соотношении (8). Выбор параметров модели, необходимых для расчета средней одночастицой функции Грина, пояснен в п.3. Приведенные ниже результаты расчетов одноквазичастичных силовых функций получены (если не оговорено иное) в приближении "поверхностного" взаимодействия квазичастица-фонон (63) с использованием не зависящей от энергии интенсивности мнимой части оптического потенциала (91) $w = 1,0 \text{ МэВ}$. В качестве примера, иллюстрирующего различные приближения, на рис.3 и 4 приведены

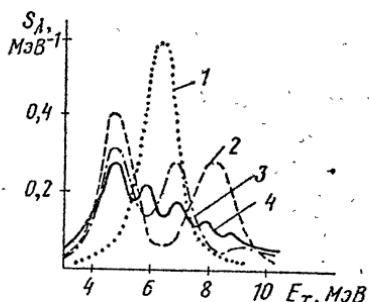


Рис.3. Результаты расчетов силовой функции $(1g_{9/2})_n^{l=1}$ -состояния в ядре ^{123}Te в приближении "самодействия":
1 – расчет в рамках оптической модели; 2 – однофононное приближение;
3 – двухфононное приближение; 4 – результат точного (по числу фононов) расчета

системы (73) в приближении МФМСК. На рис.4 приведены результаты расчетов одноквазичастичной силовой функции для той же конфигурации в приближении, в котором учтены комбинирующие

результаты расчетов абсолютной величины и энергетической зависимости силовой функции $S_{JL}(E_x)$ для нейтронно-дырочной конфигурации $(1g_{9/2})_n^{l=1}$ в ядре ^{123}Te , связь которой с 2^+ -фононом является сильной ($\lambda_2^0 = 2,73$). На рис.3 приведены результаты расчетов, выполненных в приближении "самодействия" с учетом конфигураций, содержащих до $l = 2^+$ -фононов: $0 \leq l \leq 2$, а также – результаты "точного" (по числу фононов) расчета. Случай $l = 0$ отвечает оптической модели; $l = 1$ – однофононному приближению, или МСК, в приближении "самодействия", $l = 2$ – решению системы (73) в двухфононном приближении: "точный" расчет отвечает точному (по числу фононов) решению "самодействия".

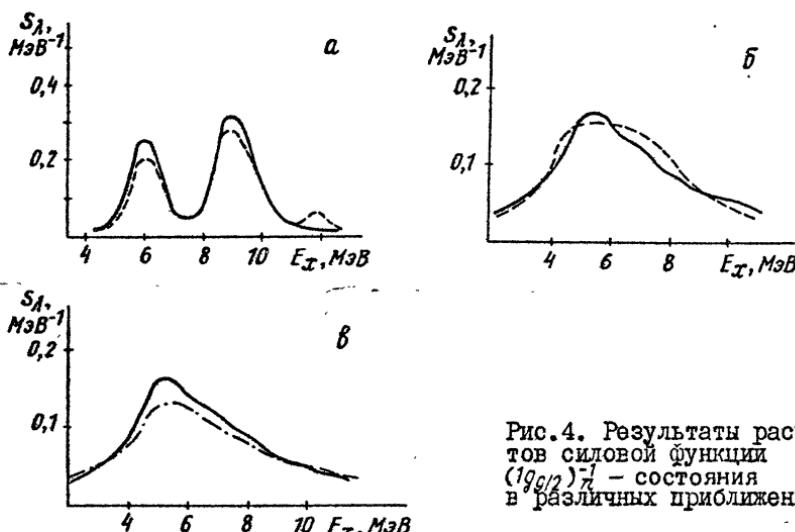


Рис.4. Результаты расчетов силовой функции $(1g_{9/2})^1_h$ - состояния в различных приближениях

с $1g_{9/2}$ одночастичные уровни. В случае 2^+ -фононов – это $3s$ - $2d$, $1g$ -уровни, в случае 3^- -фононов – это $2p$ -, $1f$ – уровни; на рис.4,а – в однофононном приближении с учетом связи только с 2^+ -фононами (сплошная линия) и в однофононном приближении с учетом связи с 2^+ - и 3^- -фононами (штриховая линия). На рис.4,б и 4,в приведены результаты "точных" расчетов силовой функции с учетом связи только с 2^+ -фононами; на рис.4,б – с использованием "поверхностного" (сплошная линия) и реалистического формфакторов взаимодействия квазичастица-фонон (штриховая линия); на рис.4,в – с использованием значений $\omega = 1,0$ МэВ (сплошная линия) и $\omega = 2,0$ МэВ (штрих-пунктирная линия). Эти и подобные им примеры в согласии с результатами качественного анализа основных соотношений МСК и ММСК (шл.2,3) позволяют сделать следующие выводы:

1) учет взаимодействия одноквазичастичного состояния с многофононными конфигурациями может приводить к результатам, качественно отличающимся как от результатов расчетов в рамках оптической модели, так и от результатов, полученных в однофононном приближении;

2) приближение "самодействия", как правило, не имеет количественной точности: связь с другими состояниями той же четности приводит к заметной дополнительной фрагментации одноквазичастичного состояния;

3) приближение "поверхностного" взаимодействия квазичастиц-
фонон обеспечивает достаточную точность расчетов силовых функ-
ций для состояний с орбитальным моментом $l>1$;

4) взаимодействие квазичастиц с 3^- -фононом дает, как прави-
ло, малый вклад в формирование одноквазичастичных силовых функ-
ций .

Количественный анализ силовых функций. Сравнение с экспери-
ментальными данными. С целью количественного анализа одноквазичас-
тических силовых функций в рамках ММСК выбраны одноквазичас-
тические конфигурации с энергией $E_x \approx 5-10$ МэВ, для которых извест-
ны экспериментальные данные по сечениям реакций однонуклонной
передачи, позволяющие судить о распределении одноквазичас-
тической силы [27-33], а также ряд состояний, для которых экспе-
риментальные данные пока не известны. Для ядер кроме ^{89}Zr и
ядер-соседей ^{208}Rb расчеты силовых функций выполнены с явным
учетом связи квазичастиц только с 2^+ -фононами, для названных
ядер – только с 3^- -фононами.

Результаты расчетов абсолютной величины и энергетической
зависимости силовых функций некоторых одноквазичастичных состоя-
ний в сферических ядрах в сравнении с известными эксперименталь-
ными данными приведены на рис.5-8.

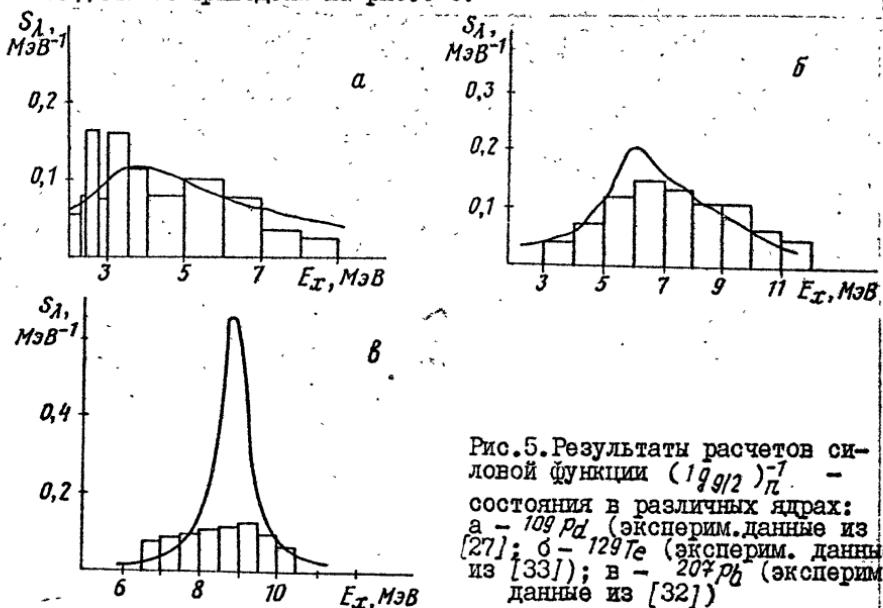


Рис.5. Результаты расчетов си-
ловой функции $(^{199/2})_n^-$ -
состояния в различных ядрах:
а – ^{109}Pd (эксперим. данные из
[27]); б – ^{129}Te (эксперим. данные из
[33]); в – ^{207}Rb (эксперим.
данные из [32])

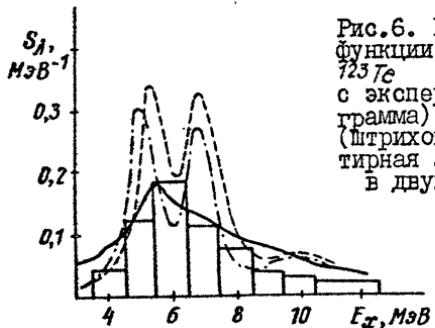


Рис.6. Результаты расчетов силовой функции $(^{190/2})_p^7$ - состояния в ядре ^{723}Sc (сплошная линия) в сравнении с экспериментальными данными (гистограмма) [33] и результатами КМ (штриховая линия) [34]. Штрихpunktтирная линия - расчет в рамках ММСК в двухфононном приближении

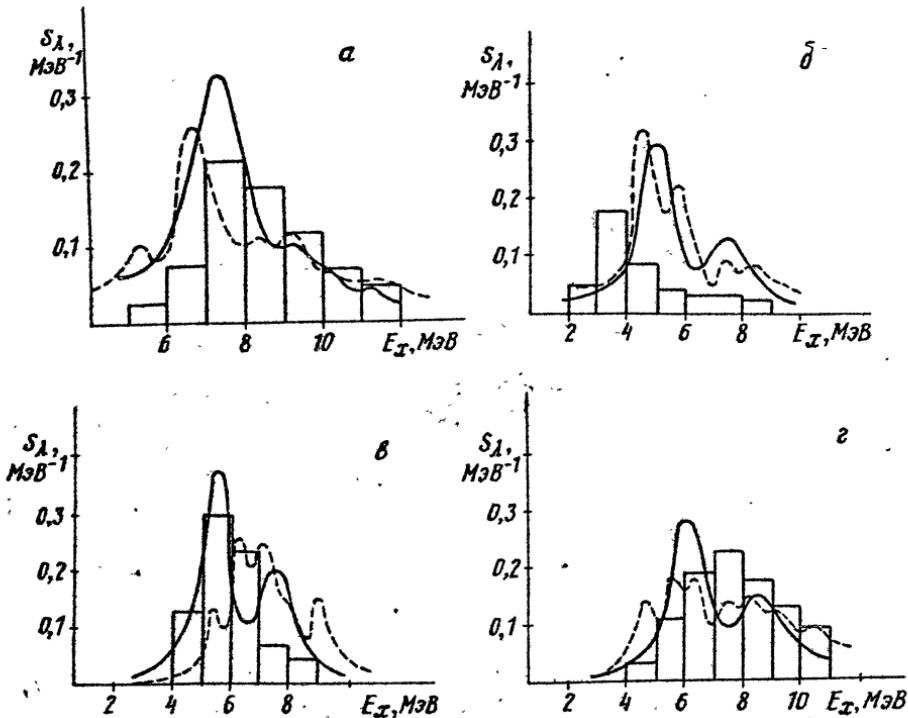


Рис.7. Результаты расчетов силовой функции различных состояний в ядре ^{143}Sm (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными (гистограммы) [32] и результатами КМ (штриховые линии) [32]:

а - $(^{1g9/2})_p^7$ - состояние; б - $(^{2f7/2})_p$ - состояние; в - $(^{1h11/2})_p$ - состояние; г - $(^{2f5/2})_p$ - состояние

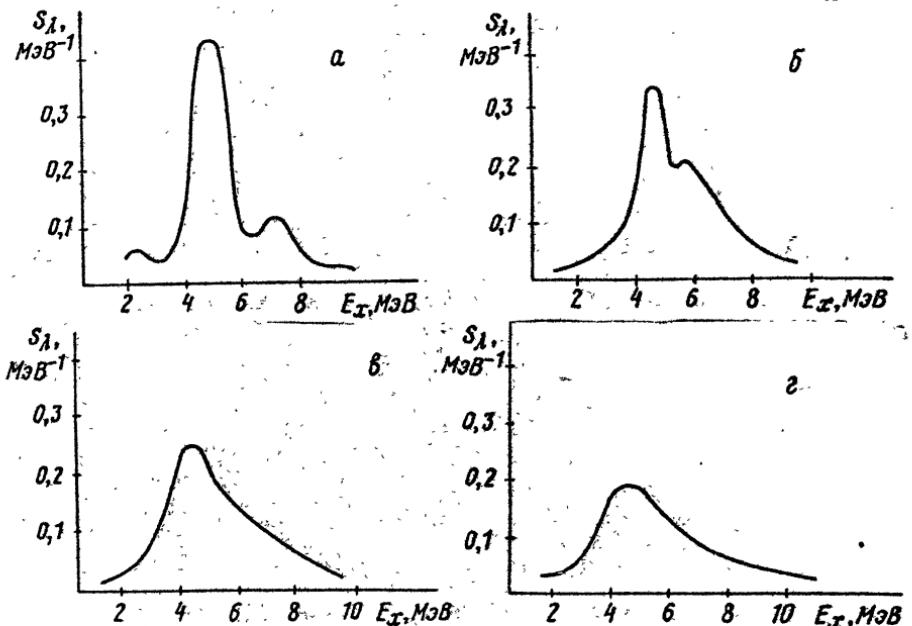


Рис.8. Результаты расчетов силовой функции $(^{19g/2})^T_{\alpha}$ -состояния в ядрах ^{141}Pr (а), ^{143}Pr (б), ^{145}Pr (в), ^{147}Pr (г)

На рис.9 и 10 приведены расчетные энергетические зависимости "взвешенной" силовой функции ряда состояний – величины, пропорциональной сечению соответствующей реакции однонуклонной передачи:

$$S_w(E_x) = \sum_j (2j+1) S_j(E_x) / \sum_j (2j+1). \quad (95)$$

На рис.10 даны расчетные величины $S_w(E_x)$ для подбарьерных однопротонных состояний $2f_{7/2}$, $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$ с ядре ^{145}Eu . (см. также рис.7, б-г) в сравнении с соответствующей экспериментальной величиной. Последняя определена согласно (95) по экспериментальным энергетическим зависимостям силовых функций указанных состояний [32]. На некоторых рисунках приведены также результаты расчетов силовых функций, выполненных в рамках квазичастично-фононной модели и в рамках МБМСК в двухфононном приближении.

Для количественного сравнения с экспериментальными данными по расчетной энергетической зависимости силовой функции (в ряде случаев "взвешенной" силовой функции нескольких состояний)

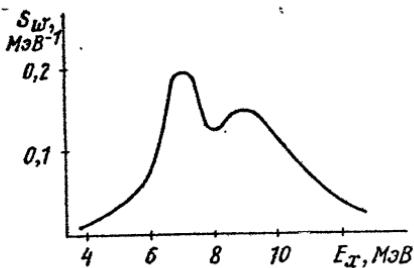


Рис.9. Результаты расчетов "взвешенной" силовой функции $(1h_{9/2})_P$ - и $(1i_{13/2})_P$ -состояний в ядре $^{113}_{\Lambda}S_{\Lambda}$

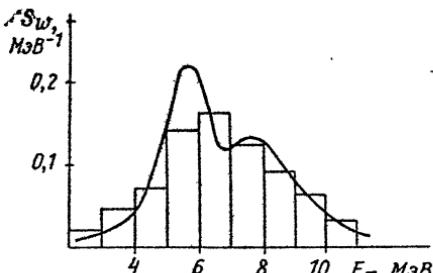


Рис.10. Результаты расчетов "взвешенной" силовой функции $(2f_{7/2})_P$ - и $(1h_{9/2})_P$ - и $(1i_{13/2})_P$ - состояний в ядре $^{145}_{\Lambda}Eu$ в сравнении с соответствующими экспериментальными данными (гистограмма) [32]

определенны параметры, характеризующие распределение одноквазичастичной силы. К указанным параметрам относятся:

1) определенные для энергетического интервала $E_1 - E_2$ спектроскопические факторы

$$S_\lambda = \int_{E_1}^{E_2} S_\lambda(E_x) dE_x, \quad (96)$$

средние энергии

$$\bar{E}_x = \int_{E_1}^{E_2} S_\lambda(E_x) E_x dE_x / S_\lambda \quad (97)$$

и ширины

$$\Gamma = 2,35 \left(\int_{E_1}^{E_2} S_\lambda(E_x) (E_x - \bar{E}_x)^2 dE_x / S_\lambda \right)^{1/2}; \quad (98)$$

2) энергии максимумов E_m и ширины Γ_m одного или двух Гауссианов, которыми аппроксимировалась энергетическая зависимость силовой функции $S_\lambda(E_x)$ или $S_w(E_x)$. Рассчитанные таким образом величины приведены в табл.2 и 3 в сравнении с соответствующими экспериментальными данными (более детальная информация о расчетных значениях энергий, ширин, спектроскопических факторов и сравнение их с соответствующими экспериментальными данными содержится в работе [8]).

В табл.4 приведены константы связи квазичастич с фононами и параметры η (64): в случае связи с 2^+ -фононами — величины $\eta_2^0 = \omega_2(\lambda, \lambda) / \omega_2$ и $\eta_{2,1}$, в случае связи с 3^- -фононами — максимальная из величин $\eta_3^0 = \omega_3(\lambda, \lambda') / \omega_3$, определенных для всех

состояний A' , комбинирующих с исследуемым состоянием A в соответствии с правилами отбора, а также соответствующий параметр $\eta_{AA'}$.

Таблица 2.

Результаты расчетов параметров энергетических зависимостей одноквазичастичных силовых функций

Ядро	Состояние	Интервал энергии, МэВ	Ex, МэВ		Г, МэВ		S_A	
			теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
Взаимодействие квазичастич только с 2 ⁺ -фононами								
109 <i>Pd</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	2 - 9	5,46	-	4,73	-	0,55	0,55
	$(2p_{1/2})_n^1 + (2p_{3/2})_n^1$	2 - 9	6,79	-	3,67	-	0,50	0,45
111 <i>Sn</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	3,4 - 5,3	4,45	4,7	1,10	1,28	0,46	0,62
115 <i>Sn</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	3,6 - 10,5	6,13	6,47	3,47	3,76	0,78	0,89
	$(2p_{1/2})_n^1 + (2p_{3/2})_n^1$	2,6 - 10,5	7,90	6,58	3,23	4,63	0,80	0,45
119 <i>Sn</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	3,8 - 6,5	5,51	5,39	1,62	1,55	0,48	0,28
121 <i>Tc</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	3,8 - 6,0	5,03	5,0	1,41	1,9	0,30	0,46
123 <i>Tc</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	4,2 - 9,5	6,52	5,5	3,24	3,5	0,60	0,55
129 <i>Tc</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	4 - 10	7,13	7,5	3,32	4,9	0,74	0,52
143 <i>Sm</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	6 - 12	8,01	7,6	3,10	3,0	0,74	0,52
145 <i>Eu</i>	$(2f_{7/2})_p$	2 - 9	5,66	4,3	3,71	1,8	0,70	0,43
	$(1h_{9/2})_p$	3 - 12	6,44	5,9	3,90	1,23	0,89	0,75
	$(1i_{13/2})_p$	3 - 12	7,38	7,6	4,41	4,0	0,84	0,54
Взаимодействие квазичастич только с 3 ⁻ -фононами								
89 <i>Zr</i>	$(1f_{5/2})_n^{-1} + (1f_{7/2})_n^1$	0 - 20	7,01	6,0	5,61	4,1	0,92	0,63
	$(1h_{11/2})_n^{-1}$	6,7 - 10,5	8,78	8,5	1,51	3,7	0,81	-
207 <i>Pb</i>	$(1g_{9/2})_n^{-1}$	10,5 - 17	14,9	14	2,44	5,1	0,97	0,92
	$(1i_{11/2})_p$	4 - 13	8,13	7,8	2,83	4,8	0,98	0,72
209 <i>Bi</i>	$(1j_{13/2})_p$	4 - 13	8,19	7,4	4,04	5,4	0,92	0,77

Таблица 3

Результаты расчетов параметров энергетических зависимостей
одноквазичастичных силовых функций
(Явно учтено взаимодействие квазичастич только с 2^+ -фононами)

Ядро	Состояние	E_{π} (МэВ)		Γ_{π} (МэВ)	
		теор.	эксп.	теор.	эксп.
^{113}Sn	$(1h_{9/2})_p + (1i_{13/2})_n$	6,82 8,81	- -	1,26 4,48	- -
^{117}Sb	$(1h_{9/2})_p + (1i_{13/2})_p$	10,3	10,8	5,60	5,5
^{145}Eu	$(2f_{7/2})_p + (1h_{9/2})_p + (1i_{13/2})_p$	5,49 7,09	5,9 7,6	1,25 4,90	1,2 4,0

Прокомментируем приведенные результаты.

1. В рамках ММСК с явным учетом взаимодействия квазичастич только с 2^+ -фононами удается удовлетворительно описать большинство проанализированных экспериментальных данных по силовым функциям одноквазичастичных состояний с достаточно большой энергией возбуждения.

2. В ядре ^{145}Eu лучше согласуются экспериментальные и теоретические значения параметров "взвешенной" силовой функции близких по энергии подбарьерных однопротонных состояний $2f_{7/2}$, $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$, чем параметры силовых функций каждого из указанных состояний (рис.7, 10). Возможно, это обстоятельство свидетельствует об ошибках в экспериментальном разделении вкладов в сечение реакций однонуклонной передачи одноквазичастичных состояний с близкими большими моментами.

3. Результаты расчетов силовых функций одноквазичастичных состояний в околосмагических ядрах заметно отличаются от соответствующих экспериментальных данных. Возможные причины указанного различия такие, как выбор интенсивности мнимой части оптического потенциала, учет влияния низколежащих 2^+ -уровней в соседних ядрах требует отдельного анализа.

4. Энергетическая зависимость приведенной на рис.9 "взвешенной" силовой функции подбарьерных однонейтронных состояний $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$ в ядре ^{113}Sn качественно согласуется со спектром $^{112}Sn(\alpha, \gamma) ^{113}Sn$ реакции (ненормированная силовая функция) [31].

Таблица 4

Значение параметров ν^0 и η для ряда одноквазичастичных состояний сферических ядер

Ядро	Состояние	ν^0	η
^{89}Zr	$(1f_{5/2})_n$	0,05	0,91
	$(1f_{7/2})_n$	0,09	0,95
^{109}Pd	$(2p_{1/2})_n$	5,03	1,14
	$(2p_{3/2})_n$	5,22	1,21
	$(1g_{9/2})_n$	6,19	0,99
^{111}Sn	$(1g_{9/2})_n$	0,69	1,02
^{113}Sn	$(1g_{9/2})_n$	0,76	0,97
	$(1i_{13/2})_n$	1,68	0,77
^{115}Sr	$(2p_{1/2})_n$	0,69	0,82
	$(2p_{3/2})_n$	0,71	0,77
	$(1g_{9/2})_n$	0,86	0,94
^{119}Sn	$(1g_{9/2})_n$	0,93	0,87
^{121}Te	$(1g_{9/2})_n$	2,74	1,07
^{123}Te	$(1g_{9/2})_n$	2,73	1,03
^{129}Te	$(1g_{9/2})_n$	1,50	0,93
^{143}Sm	$(1g_{9/2})_n$	0,59	0,97
^{145}Eu	$(2f_{7/2})_p$	1,13	0,72
	$(1h_{9/2})_p$	0,87	1,39
	$(1i_{13/2})_p$	1,33	0,94
^{207}Pb	$(1h_{11/2})_n$	0,43	1,04
	$(1g_{9/2})_n$	0,24	0,80
^{209}Bi	$(1i_{11/2})_p$	0,08	0,74
	$(1j_{15/2})_p$	0,11	0,83

который также имеет два максимума с энергиями, близкими к энергиям максимумов расчетной зависимости.

5. В качестве примера, иллюстрирующего характер изменения силовой функции при переходе от "жестких" ядер к "мягким", на рис.8 приведены результаты расчетов зависимости $S_j(E_x)$ ($^{1g_{9/2}}_p$)^j - состояния в ядрах $^{141-147}Pr$. Характер изотопической зависимости силовой функции обусловлен связью квазичастицы с многофононными конфигурациями.

6. В "жестких" сферических ядрах результаты МФМСК близки к соответствующим результатам "малофононных" подходов, в "мягких" - отличаются качественно (рис.6,7,а).

7. Близость результатов расчетов силовой функции ($^{1g_{9/2}}_p$)^j - состояния в ядре ^{723}Tc , выполненных в рамках МФМСК в двухфононном приближении, с соответствующими результатами КМ [34] показывает, что найденная в КМ структура указанной силовой функции является следствием использования малофононного базиса (рис.6).

5. МФМСК – АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ И РАДИУСОВ УПРУГОГО РАССЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Основные соотношения. Качественный анализ. К наблюдаемым следствиям релаксации одночастичной степени свободы в ядре относятся также нейтронные силовые функции (НСФ) компаунд-резонансов. Задача о количественной интерпретации НСФ относится к задачам непрерывного спектра. В случае неперекрывающихся компаунд-резонансов с фиксированными значениями углового момента и четности нейтронная силовая функция S_n связана с соответствующим элементом средней матрицы рассеяния нейтронов ядром согласно соотношению (32). Чтобы исключить тривиальную энергетическую зависимость $S_n(\epsilon)$, обусловленную проницаемостью потенциального барьера для нейтронов, удобно перейти к анализу приведенной силовой функции $S_j^{(HR<1)}$:

$$S_j^L = (HR)^{-2L} [19B/\epsilon(\epsilon B)]^{1/2} (S_n)_j^L. \quad (99)$$

Практический интерес представляют приведенные S - и p -НСФ: $S^0 = S_{1/2}^0$, $S_{1/2, 3/2}^1$ и $S^1 = \frac{1}{3} S_{1/2}^1 + \frac{2}{3} S_{3/2}^1$. В рамках МФМСК отличие диагонального элемента средней матрицы рассеяния от оптико-модельного значения определяется неприводимой собственно энергетической частью ΔH_L^P согласно (71), (53), (54). Из этих со-

отношений следует, что в конечном счете НСФ так же, как и одноквазичастичные силовые функции, определяются радиальными функциями Грина $g_{jl}(rr';\epsilon)$, которые следует находить путем решения системы нелинейных интегральных уравнений (52) с учетом (71). Таким образом, соотношения (30), (32), (52)–(54), (71) и (99) являются формальным решением задачи о вычислении приведенных нейтронных силовых функций в рамках ММСК.

Как показывает оптико-модельный анализ [1, 17, 35] (см. также п.2), А – зависимость приведенных s - и p -НСФ обнаруживает максимумы, отвечающие $3s$ - и p -резонансам формы. Так, максимум зависимости $S^0(A)$ отвечает прохождению через нуль энергии нейтронного $3s$ -уровня ($A \sim 55$), максимум зависимостей $S'_{3/2}(A)$ и $S'_{1/2}(A)$ – $3p_{3/2}$ - и $3p_{1/2}$ -уровней ($A \sim 100$ и $A \sim 110$ соответственно). Как правило, для ядер в окрестности указанных резонансов формы связь соответствующих одночастичных конфигураций с 2^+ -фонами оказывается сильной, и потому для количественного анализа величин S^0 и $S'_{3/2}, S'_{1/2}$ в этом случае необходимо использовать ММСК. Заметим, что для $S'_{1/2}$ и $p_{1/2}$ -конфигураций отсутствует эффект "самодействия". В этих случаях может реализоваться сильная связь близких по энергии состояний: $3s$ и $2d$, $3p$ и $2f$, $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$. По мере отхода от резонанса формы эффективная связь квазичастица – 2^+ -фон уменьшается (это можно увидеть, например, из соотношения (66)), и величина НСФ становится пропорциональной интенсивности мнимой части оптического потенциала w . Однако из-за относительно большого значения параметра динамической квадрупольной деформации возможны "локальные" максимумы в зависимости $S(A)$. Такая ситуация реализуется в случае s -НСФ в окрестности $A \sim 75$ и $A \sim 105$ [36], в случае p -НСФ – в окрестности $A \sim 75$ [37].

Результаты расчетов НСФ. Метод решения системы нелинейных интегральных уравнений для радиальных функций Грина $g_{jl}(rr';\epsilon)$ описан в п.4. Численные расчеты величин S^0, S' показали, что приближение "поверхностного" взаимодействия (63) не имеет количественной точности: использование реалистического взаимодействия в случае сильной связи квазичастица- 2^+ -фон может меняться расчетные величины s - и p -НСФ в 1,5 – 2,0 раза. Это неудивительно, поскольку волновые функции $3s$ - и $3p$ -состояний имеют по два узла и, следовательно, заметно меняются на интервале порядка диффузности оболочечного потенциала вблизи

$\sim R$. Эффективное число фононов $n_{\text{эфф}}$, дающих вклад в формирование НОС, можно найти, используя изложенный в п.3 метод решения системы уравнений для радиальных функций Грина с заменой $g_{jl}(rr', \epsilon - \omega_L) \rightarrow g_{jl}^{\text{opt}}(rr', \epsilon - \omega_L)$.

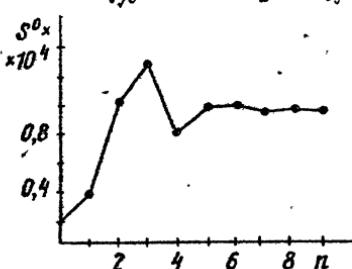


Рис. II. Результаты расчетов зависимости S^0 -НОС в ядре ^{105}Ru от числа учитываемых фононов

параметром модели. Остальные параметры следует выбирать так же, как и в расчетах одноквазичастичных силовых функций. Как показывает качественный анализ основных соотношений МЭМСК (п.3) и МСК (п.2), в случае сильной связи квазичастица- 2^+ -фонон следует ожидать слабой зависимости НОС от ω вплоть до достаточно больших значений ω в расчетах в рамках МЭМСК и существенной зависимости в расчетах в рамках МСК. Эти выводы подтверждаются результатами численных расчетов. В качестве примера на рис.12 даны зависимости $S^0(\omega)$, полученные в рамках МЭМСК и МСК для "мягкого" ядра ^{77}Se .

В качестве примера нахождения $n_{\text{эфф}}$ на рис. II приведены результаты расчета зависимости $S^0(n)$ для "мягкого" ядра ^{105}Ru . Для использованного в расчете значения $\omega = 1,5$ МэВ и заданной точности вычисления (10%) оказалось, что $n_{\text{эфф}} = 5$. Критерием сильной связи квазичастица- 2^+ -фонон является условие $n_{\text{эфф}} \gg 1$.

Величина интенсивности мнимой части оптического потенциала ω является единственным независимо варьируемым

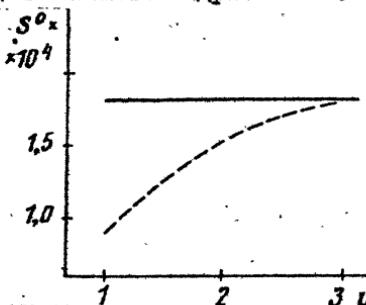


Рис. 12. Результаты расчетов зависимости S^0 -НОС в ядре ^{77}Se от интенсивности мнимой части оптического потенциала ω , выполненных в рамках МЭМСК (сплошная линия) и МСК (штриховая линия)

Таким образом, в окрестностях максимумов следует ожидать слабой зависимости НОС от величины ω , в то время как в области минимума, где связь каналов практически не проявляется, НОС пропорциональны величине ω . Поэтому последнюю можно

подбирать, например, по экспериментальным значениям S^0 в области минимума. Значение w , с помощью которого можно согласовать экспериментальные и расчетные значения S^0 в области минимума в среднем по A, оказалось равным 1,5 МэВ, что вдвое меньше значения w , полученного в рамках МСК в попытке описать одновременно и максимум, и минимум зависимости $S^0(A)$ [37].

На рис. I3 вместе с экспериментальными данными приведены результаты выполненных в рамках МБМСК расчетов, величин $S^0(A)$, $S'(A)$, $S'_{1/2, 3/2}(A)$ с использованием значения $w = 1,5$ МэВ. Экспериментальные данные для $S^{0,I}$ взяты из работы [38], для $S'_{1/2, 3/2}$ из работы [39]. На рис. I3, а, б показаны также результаты расчетов величин $S^{0,I}(A)$, выполненных в рамках МСК с использованием значения $w = 3,0$ МэВ [37]. Из приведенных на рис. I3 данных

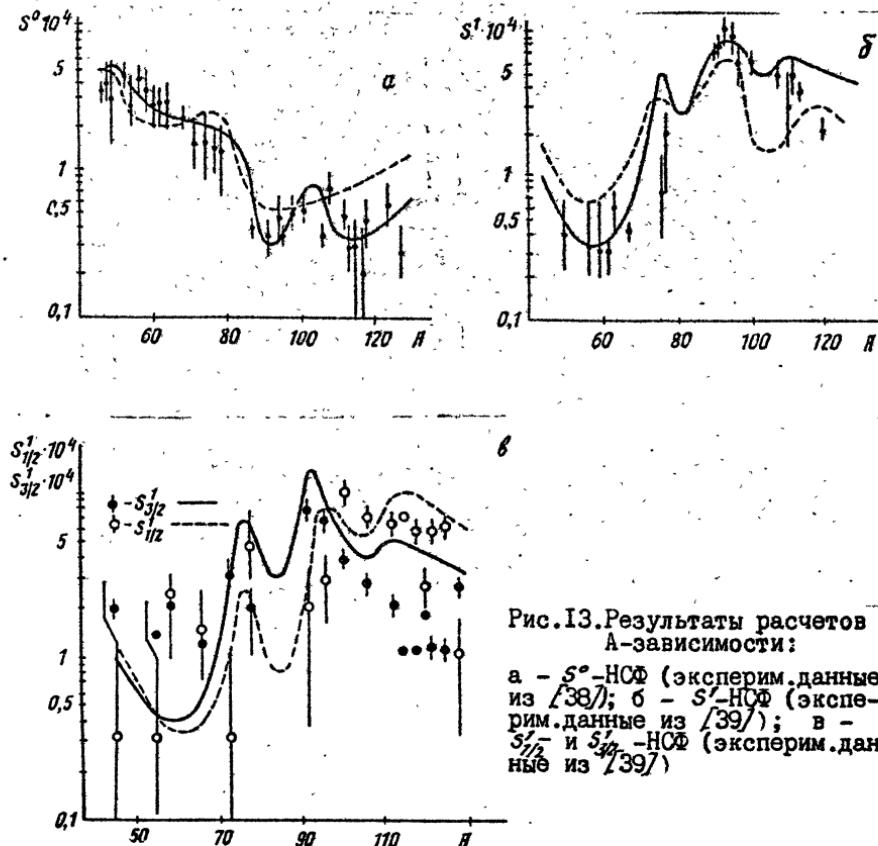


Рис. I3. Результаты расчетов A-зависимости:

а - S^0 -НСФ (эксперим. данные из [38]); б - S' -НСФ (эксперим. данные из [39]); в - $S'_{1/2}$ и $S'_{3/2}$ -НСФ (эксперим. данные из [39])

следует, что в рамках МДМСК можно получить удовлетворительное описание экспериментальных данных по приведенным s - и p -НСФ (в минимуме $S^0(J)$ – в среднем по А) с использованием одних и тех же параметров мнимой части оптического потенциала. Последнее обстоятельство в выгодную сторону отличает использованный метод от МСК, в рамках которого даже в среднем по А не удается удовлетворительно описать экспериментальные данные по $S^0(J)$ в области максимума и минимума с использованием одного и того же значения w [37].

Для объяснения изотопического хода НСФ в области минимума А-зависимости необходимо учесть оболочечные эффекты в формировании величины w и возможную энергетическую зависимость указанной величины [40]. Анализ этих эффектов выходит за рамки настоящего обзора. Отметим в этой связи, что описание максимума НСФ при этом изменится слабо.

Радиусы упругого рассеяния нейтронов. К параметрам, определяющим среднее сечение упругого рассеяния нейтронов низких энергий ядрами, помимо НСФ, относятся также радиусы упругого рассеяния R_j^l . Подобно тому, как приведенные нейтронные силовые функции S_j^l (99) определяются мнимой частью фазы соответствующего диагонального элемента средней матрицы рассеяния S_{aa} (см.(32)), радиусы упругого рассеяния определяются действительной частью этой фазы

$$g_{jl} = - \left\{ (kR)^{2l} / [(2l+1)!! (2l-1)!!] \right\} kR_j^l. \quad (100)$$

Экспериментальные данные относительно величины R_j^l извлекаются из анализа дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов низких энергий [38, 39]. В этой связи практический интерес представляют s - и p -радиусы упругого рассеяния

$$R^0 = R_{1/2}^0, \quad R^l = \frac{1}{3} R_{1/2}^l + \frac{2}{3} R_{3/2}^l. \quad (101)$$

В окрестности соответствующего резонанса форма А-зависимость радиуса упругого рассеяния обнаруживает резкое изменение относительно некоторого эффективного радиуса (близкого к радиусу ядра) с амплитудой и интервалом ΔJ , на котором это изменение происходит, определяемыми затуханием соответствующего одночастичного разонанса. В частности, величины $R^{0,1}$ могут достигать и отрицательных значений. Расчет радиусов упругого рассеяния согласно (30), (32), (100) в рамках МДМСК основан на тех же соотношениях (52)–(54), (71), которые использованы

выше для количественного анализа НСЯ. В расчетах величин R^0 , результаты которых приведены на рис. I4, I5, использованы те же методы и те же феноменологические параметры, что и в расчетах НСЯ. На указанных рисунках приведены также экспериментальные данные из работ [38] (для R^0) и [39] (для R^1) и результаты расчетов величин R^0 в рамках "двухпараметрического" МСК [36], подхода, в котором с помощью нового феноменологического параметра эффективно в среднем по А учитывается связь одноквазичастичного состояния с многофононными конфигурациями.

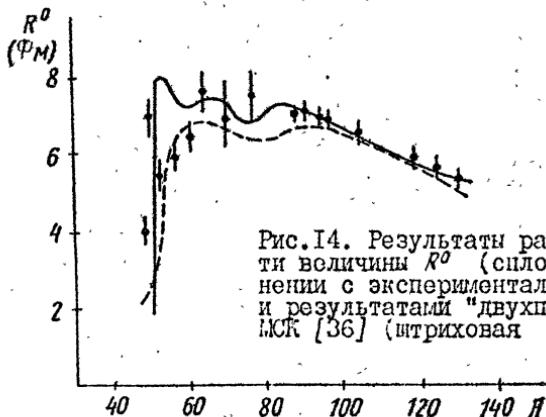


Рис. I4. Результаты расчетов А-зависимости величины R^0 (сплошная линия) в сравнении с экспериментальными данными [38] и результатами "двухпараметрического" МСК [36] (штриховая линия)

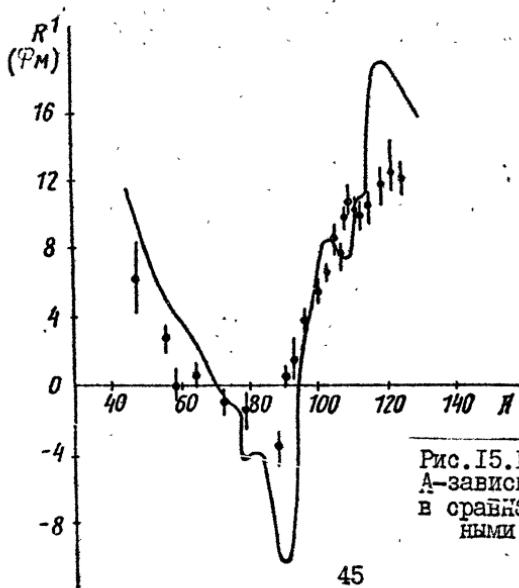


Рис. I5. Результаты расчетов А-зависимости величины R^1 в сравнении с экспериментальными данными [39]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предыдущее изложение позволяет сделать следующие основные выводы.

1. Сформулирована простая версия многофононного варианта метода связанных каналов, в рамках которой удается учесть связь квазичастиц с многофононными конфигурациями. В практических реализациях метода используются те же феноменологические параметры, что и в "малофононных" версиях МСК. Указанные параметры находятся из независимых данных. Это обстоятельство наряду с относительной простотой реализации делает предложенный метод эффективным средством теоретического анализа наблюдаемых следствий релаксации одноквазичастичной степени свободы в "мягких" ядрах при не слишком больших энергиях возбуждения.

2. Продемонстрированы возможности предложенного метода в количественной интерпретации одноквазичастичных и нейтронных силовых функций, радиусов упругого рассеяния нейтронов низких энергий в "мягких" ядрах. Результаты выполненных в рамках ММСК расчетов указанных величин для большого числа ядер удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными. Объектами дальнейшего анализа в рамках ММСК являются параметры сечений упругого и неупругого (с возбуждением первого 2^+ -уровня) сечений рассеяния нейтронов низких энергий сферическими ядрами.

3. Относительная простота формулировки и реализации метода достигнута за счет использования ряда приближений, отказ от которых позволил бы претендовать на интерпретацию детальной структуры силовых функций. Сюда относятся пренебрежение ангармоническими эффектами (в том числе влиянием принципа Паули на многофононные состояния), перенормировкой квазичастично-фононной вершины. Количественный анализ указанных приближений, а также учет оболочечных эффектов в формировании мнимой части оптического потенциала мог бы составить предмет дальнейших исследований.

- * * *

Авторы благодарны И.Я.Амусье, А.И.Вдовину, В.В.Воронову, В.Г.Зелевинскому, В.Г.Соловьеву за интересные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Немировский П.Э. Современные модели атомного ядра. М.: Атомиздат, 1960.
2. Tamura T. // *Rev. Mod. Phys.*, 1965, v. 37, p. 679-708.
3. Едовин А.И., Воронов В.В., Соловьев В.Г.. Стоянов Ч.// ЭЧАИ, 1985, т.16, с.245-279.
4. Mahaux C., Bortignon P., Broglia R., Dasso C. *Phys. Rep.*, 1985, v. 120, p.1-274; Bortignon P., Broglia R. *Nucl. Phys.*, 1981, v.323, p.405-429.
5. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. // ЯФ, 1965, т.1, с.13-26; т.2, с.615-634.
6. Матвеев Б.Б., Муравьев С.Е., Тулупов Б.А., Урин М.Г.// Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.2051 - 2053.
7. Matveev B.B., Tulupov B.A., Muraviev S.E., Urin M.G. // *Phys. Lett.*, 1986, v.167B, p.255-258.
8. Муравьев С.Е., Тулупов Б.А., Урин М.Г.// ЯФ , 1988, т.47, с.62 - 74.
9. Самойлов В.В., Урин М.Г.// Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т.52, с.161-167; 1989, т.53, 2206-2210; *Phys.Lett.*, 1989, v.219B, p.169-172.
10. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
11. Галицкий В.М. Мигдал А.Б.// ЖЭТФ, 1958, т.34, с.139-150. Абрекосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: ГИFML, 1962.
12. Mahaux C., Weidenmüller H. *Shell-model approach to nuclear reactions*. Amsterdam: NHPC, 1969.
13. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1974.
14. Feshbach H. // *Jnn. Phys.*, 1958, v.5, p.357-382.
15. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.1, М.: Мир, 1971.
16. Kleveransky S., Lettinger R. // *Phys. Rev.*, 1982, v.C25, p.3137-3151; 1983, v.C28, p.1763-1778.
17. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.2, М.: Мир, 1977.
18. Беляев С.Т.// ЖЭТФ, 1960 т.39,с.1387-1402.

19. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
20. Ходель Б.А.// ЯФ, 1976, т.23, с.282-296, Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель Б.А.// ЭЧАЛ, 1978, т.9, с.221-285.
21. Ландау Л.Д., Дибринц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
22. Alder H., Bohr A., Huus T. et al. // Rev. Mod. Phys. 1956, v.28, p. 423-542.
23. Чепурнов В.А.// ЯФ, 1967, т.6, с.955 - 960.
24. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
25. Stelson P., Gradshteyn L. // Nucl. Data, 1965, v.13, p.21-34.
26. Конобеевский Е.С., Попов В.И.// ЯФ, 1981, т.33, с.14-21.
27. Sholten O., Haraken M., Van der Plicht M. et al. // Nucl. Phys., 1980, v.348, p. 301-320.
28. Gales S., Massolo C., Fourtier S. et al. // Phys. Rev. Lett., 1982, v.48, p. 1593 - 1596.
29. Matoba M., Ijiri H., Kamekari H. et al. // Phys. Lett., 1984, v.149B, p. 50-54.
30. Den Herder J., Dunn P., Jans E. et al. // Phys. Lett., 1985, v. 161B, p. 65 - 69.
31. Gales S. Proc. Niels Bohr Centennial Conf., Copenhagen, 1985, p.57-77.
32. Gales S., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. // Phys. Rep., 1988, v.166, p.125-193.
33. Gales S., Grawley G., Weber D., Zwieglinski B. // Nucl. Phys., 1982, v.381, p.173-194.
34. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. // Nucl. Phys., 1980, v.342, p. 261 - 282.
35. Buck B., Perey F. // Phys. Rev., 1952, v.8, p. 444-446.
36. Федоров М.Б.// В сб.: Нейтронная физика, ч.2 (материалы 4 Всесоюзной конференции по нейтронной физике). ЦЭСИАтоминформ, 1977, с. 125-129.
37. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В.// ЭЧАЛ, 1982, т.13, с.300-343.
38. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Section. Brookhaven: Academic Press, 1981, v.11.
39. За ИН Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. // Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.394-397, Самосват Г.С. // ЭЧАЛ, 1986, т.17, с.713-752.
40. Сироткин В.К., Адамчук Ю.В.// ЯФ, 1977, т.26, с.495-502.