

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИЗОСКАЛЯРНЫХ ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ В ЯДРЕ ^{208}Pb

© 2020 г. М. Л. Горелик¹⁾*, Б. А. Тулупов²⁾**, М. Г. Урин³⁾***

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 28.10.2019 г.; принята к публикации 28.10.2019 г.

В рамках сформулированной недавно полумикроскопической частично-дырочной дисперсионной оптической модели предложен подход к описанию основных свойств изоскалярных гигантских мультипольных резонансов в среднетяжелых ядрах с заполненными оболочками. Описание включает усредненные по энергии силовую функцию, “проецированную” переходную плотность, парциальные вероятности прямого однонуклонного распада. Результаты реализованного для ядра ^{208}Pb подхода сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002720020117

Посвящается памяти Э.Е. Саперштейна

1. ВВЕДЕНИЕ

Ассоциированные с определенным классом высокоэнергетических состояний типа частица–дырка (ч–д) изоскалярные гигантские мультипольные резонансы (ИСГМНР) являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований также и потому, что относятся к компрессионным модам ядерных возбуждений (см., например, [1, 2]). В настоящей работе на основе обладающей рядом уникальных возможностей полумикроскопической частично-дырочной дисперсионной оптической модели (ЧДДОМ) [3] предложен подход к описанию основных свойств ИСГМНР ($L = 0-3$) в среднетяжелых ядрах с заполненными оболочками. В рамках ЧДДОМ совместно учитываются основные моды релаксации высокоэнергетических ч–д-возбуждений: затухание Ландау, связь указанных возбуждений с одночастичным континуумом и многоквaziчастичными (хаотическими) состояниями (фрагментационный эффект). Затухание Ландау и связь с одночастичным континуумом описываются микроскопически (в терминах среднего поля и ч–д-взаимодействия, ответственного за длинноволновые корреляции), тогда как фрагментационный эффект рассматривается феноменологически и в среднем по энергии (в

терминах ч–д массового оператора). Описание основных свойств произвольного гигантского резонанса в рамках ЧДДОМ включает усредненные по энергии силовую функцию, “проецированную” (то есть отвечающую заданному пробному оператору) переходную плотность, парциальные вероятности прямого однонуклонного распада. В применении к изоскалярному гигантскому монополюльному резонансу (ИСГМНР) такая программа реализована в [4, 5]. В настоящей работе описание распространено на другие ИСГМНР и реализовано на примере ядра ^{208}Pb . Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

В разд. 2 в применении к ИСГМНР в среднетяжелых сферических ядрах приведены базовые соотношения модели. Результаты расчетов основных характеристик ИСГМНР в ядре ^{208}Pb приведены в разд. 3 вместе со сравнением с имеющимися экспериментальными данными. Заключительные замечания содержатся в разд. 4.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ МОДЕЛИ

Поскольку ЧДДОМ представляет собой непосредственное обобщение на случай учета фрагментационного эффекта стандартной [6] и нестандартной [7] версий континуумного приближения случайной фазы (кПСФ), многие соотношения модели аналогичны соответствующим соотношениям кПСФ. Так, базовым уравнением модели является уравнение типа Бете–Голдстоуна для соответствующей усредненной по энергии ч–д-функции Грина, которая в применении к описанию ИСГМНР в сферических

¹⁾Московская экономическая школа, Москва, Россия.

²⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

³⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Россия.

*E-mail: gorelik@theor.mephi.ru

**E-mail: boris.tulupov@mail.ru

***E-mail: urin@theor.mephi.ru

ядра может быть представлена в виде разложения по сферическим гармоникам: $\tilde{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \sum_{LM} (rr')^{-2} \tilde{A}_L(r, r', \omega) Y_{LM}(\mathbf{n}) Y_{LM}^*(\mathbf{n}')$ (ω — энергия возбуждения). Если ч–д-взаимодействие, ответственное за длинноволновые корреляции в изоскалярном бесспиновом канале, выбрать в виде сил Ландау–Мигдала $F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \rightarrow F(r_1) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, то уравнение для радиальных компонент указанного пропагатора имеет вид

$$\tilde{A}_L(r, r', \omega) = A_L(r, r', \omega) + \int A_L(r, r_1, \omega) F(r_1) \tilde{A}_L(r_1, r', \omega) r_1^{-2} dr_1. \quad (1)$$

Здесь радиальная компонента “свободного” ч–д-пропагатора $(rr')^{-2} A_L(r, r', \omega)$, отвечающего модели невзаимодействующих независимо затухающих квазичастиц, является базовой величиной в анализе свойств соответствующего ИСГМПП в рамках ЧДДОМ. Явное выражение для этой величины обсуждается ниже.

Частично-дырочный пропагатор (1) определяет соответствующую радиальную компоненту усредненной по энергии двойной переходной плотности $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \sum_{LM} (rr')^{-2} \rho_L(r, r', \omega) Y_{LM}(\mathbf{n}) \times Y_{LM}^*(\mathbf{n}')$ согласно соотношению:

$$\rho_L(r, r', \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \tilde{A}_L(r, r', \omega). \quad (2)$$

В соответствии со спектральным разложением ч–д-функции Грина двойная переходная плотность (2), которая из-за учета фрагментационного эффекта не факторизуется в терминах однократной переходной плотности (последняя не может быть сформулирована в рамках ЧДДОМ), определяет усредненную по энергии силовую функцию $S_L(\omega)$, отвечающую внешнему изоскалярному бесспиновому одночастичному полю $V_{LM}(\mathbf{r}) = V_L(r) Y_{LM}(\mathbf{n})$:

$$S_L(\omega) = \int V_L(r) \rho_L(r, r', \omega) V_L(r') dr dr'. \quad (3)$$

Однако среднюю силовую функцию можно вычислить более экономным способом, если ввести в рассмотрение отвечающее внешнему полю $V_L(r)$ эффективное поле $\tilde{V}_L(r, \omega)$ согласно соотношению:

$$\int \tilde{A}_L(r, r', \omega) V_L(r') dr' = \int A_L(r, r', \omega) \tilde{V}_L(r', \omega) dr'. \quad (4)$$

На основании этого определения и соотношений (1)–(3) получим альтернативное выражение для силовой функции

$$S_L(\omega) = \quad (5)$$

$$= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int V_L(r) A_L(r, r', \omega) \tilde{V}_L(r', \omega) dr dr'$$

и уравнение для эффективного поля:

$$\tilde{V}_L(r, \omega) = V_L(r) + \frac{F(r)}{r^2} \int A_L(r, r', \omega) \tilde{V}_L(r', \omega) dr', \quad (6)$$

которое, очевидно, проще уравнения (1). Поскольку в существующих методах расчета сечений адрон-ядерного рассеяния с возбуждением гигантских резонансов используются однократные переходные плотности, то желательно хотя бы приближенно осуществить факторизацию двойной переходной плотности (2). Это можно сделать в терминах “проецированной” (однократной) переходной плотности $\rho_{V_L}(r, \omega)$ [4]:

$$\rho_{V_L}(r, \omega) = \int \rho_L(r, r', \omega) V_L(r') dr' / S_L^{1/2}(\omega). \quad (7)$$

Согласно (3)–(7) получим выражения, по форме совпадающие с соответствующими соотношениями кПСФ:

$$S_L(\omega) = \left(\int \rho_{V_L}(r, \omega) V_L(r) dr \right)^2, \quad (8)$$

$$\frac{1}{r^2} \rho_{V_L}(r, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \tilde{V}_L(r, \omega) / F(r) S_L^{1/2}(\omega). \quad (9)$$

Как следует из изложенного, базовой величиной в описании изоскалярных бесспиновых возбуждений в рамках ЧДДОМ является соответствующий “свободный” ч–д-пропагатор $A_L = A_L^{n\bar{n}} + A_L^{p\bar{p}}$ (индексы n и p , относящиеся к нейтронной и протонной подсистемам соответственно, в дальнейшем для краткости опущены). Здесь следует отметить, что базовые уравнения (1), (6) получены в приближении $(N - Z) \ll A$, где $A = N + Z$ — число нуклонов. Величины $A_L(r, r', \omega)$ могут быть выражены в терминах: чисел заполнения одночастичных состояний n_μ ; одночастичных радиальных волновых функций $r^{-1} \chi_\mu(r)$ и энергий ε_μ , где $\mu = n_r, j_\mu, l_\mu$ ($(\mu) = (j_\mu, l_\mu)$) — набор квантовых чисел для связанных состояний нуклона; функций Грина $g_{(\lambda)}(r, r', \varepsilon = \varepsilon_\mu \pm \omega)$ радиального уравнения Шредингера, содержащего наряду со средним полем ядра также комплексную добавку $[-iW(\omega) + P(\omega)] f_\mu f_{WS}(r)$, где $W(\omega)$ и $P(\omega)$ — мнимая и действительная части интенсивности усредненного по энергии ч–д массового оператора, “ответственного” за фрагментационный эффект, $f_{WS}(r)$ — функция Вудса–Саксона, f_μ — диагональный матричный элемент этой функции. Явное выражение для пропагатора

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные параметры ИСГМПР (обозначения даны в тексте, экспериментальные данные взяты из [13])

L	x_L	ω_L , МэВ	ω_L^{exp} , МэВ	Γ_L , МэВ	Γ_L^{exp} , МэВ
0	0.97	13.2	13.96 ± 0.20 13.5 ± 0.2	2.9	2.88 ± 0.20 3.6 ± 0.4
1	1.0	23.7	22.20 ± 0.30 22.5 ± 0.3 22.1 ± 0.3 [15]	5.8	9.39 ± 0.35 10.9 ± 0.9 3.8 ± 0.8 [15]
2	1.0	10.1	10.89 ± 0.30 10.9 ± 0.3	1.5	3.0 ± 0.3 3.1 ± 0.3
3	0.98	19.1	19.6 ± 0.5 19.1 ± 1.1	2.9	7.4 ± 0.6 5.3 ± 0.8

$A_{L=0}(r, r', \omega)$ в указанных выше терминах приведено в [4]. Это выражение можно использовать для описания изоскалярных бесспиновых возбуждений произвольной мультипольности L после замены кинематических факторов:

$$t_{(\lambda)(\mu)}^{L=0} \longrightarrow t_{(\lambda)(\mu)}^L. \quad (10)$$

Здесь $t_{(\lambda)(\mu)}^{L=0} = \sqrt{\frac{2j_\mu+1}{4\pi}} \delta_{(\lambda),(\mu)}$ и $t_{(\lambda)(\mu)}^L = \frac{1}{\sqrt{2L+1}} \times \langle (\lambda) || Y_L || (\mu) \rangle$.

Результаты расчетов силовых функций (3) удобно контролировать с помощью слабо зависящих от модели энергетически взвешенных правил сумм $EWSR_L = \int \omega S_L(\omega) d\omega$ [8]:

$$EWSR_L = \frac{\hbar^2}{8\pi M} \times \quad (11)$$

$$\times A \left\langle \left(\frac{dV_L(r)}{dr} \right)^2 + L(L+1) \left(\frac{V_L(r)}{r} \right)^2 \right\rangle,$$

где усреднение проводится по плотности нуклонов $n(r)$. В следующем разделе результаты расчетов силовых функций $S_L(\omega)$ представлены в терминах относительных энергетически взвешенных силовых функций

$$y_L(\omega) = \omega S_L(\omega) / EWSR_L, \quad (12)$$

нормированных условием $\int y_L(\omega) d\omega = 1$.

Остановимся на выборе радиальной части пробных операторов $V_L(r)$ для описания основных свойств ИСГМПР. В случае монопольного и квадрупольного резонансов (ИСГМР и ИСГКР соответственно) обычно выбирают $V_{L=0,2}(r) = r^2$. В случае дипольного и октупольного резонансов (ИСГДР и ИСГОР соответственно) выбирают $V_{L=1}(r) = r(r^2 - 5/3(r^2))$ и $V_{L=3}(r) = r^3$. Специфический выбор пробного оператора для описания свойств ИСГДР обусловлен существенным подавлением возбуждения полем $V_{L=1}(r)1^-$

изоскалярного “духового” состояния (spurious state (s.s.)), ассоциированного с движением центра масс. Возбуждение “духового” состояния реализуется изоскалярным дипольным оператором с радиальной частью $V_{L=1}^{s.s.}(r) = r$. Соответствующая силовая функция $S_{L=1}^{s.s.}(\omega \rightarrow 0)$ имеет максимум при определенном выборе интенсивности изоскалярной бесспиновой части взаимодействия Ландау–Мигдала. Приблизительно переходная плотность этого состояния пропорциональна $\frac{dn(r)}{dr}$, так что $\int V_{L=1}(r) \frac{dn(r)}{dr} r^2 dr = 0$. Чтобы устранить одну из причин нарушения унитарности ЧДДОМ, в описании свойств ИСГМР пробный оператор следует выбрать в виде $V_{L=0}(r) = r^2 - \langle r^2 \rangle$ [5].

В рамках ЧДДОМ (как и в кПСФ) вероятности прямого однонуклонного распада произвольного гигантского резонанса описываются в терминах соответствующего эффективного поля [5, 7, 9]. Так силовая функция прямого распада ИСГМПР, сопровождающегося заселением однодырочного состояния ядра–продукта μ^{-1} , определяется квадратами амплитуд прямых+полупрямых реакций, индуцированных внешним полем $V_{LM}(\mathbf{r})$:

$$S_{L,\mu}^\uparrow(\omega) = \sum_{(\lambda)} n_\mu (t_{(\lambda)(\mu)}^L)^2 \times \quad (13)$$

$$\times \left| \int \chi_{\varepsilon=\varepsilon_{\mu+(\lambda)}}^*(r) \tilde{V}_L(r, \omega) \chi_\mu(r) dr \right|^2.$$

Здесь $\chi_{\varepsilon>0,(\lambda)}(r)$ — радиальная волновая функция нуклона в континууме, удовлетворяющая упомянутому выше радиальному уравнению Шредингера с комплексным потенциалом и имеющая асимптотику в виде стоячей волны. В пределе $W = P = 0$ эта функция нормирована на δ -функцию от энергии. С помощью силовой функции (13) можно определить парциальную вероятность прямого однонуклонного распада $b_{L,\mu}^\uparrow$ для энергетического интервала (δ) ,

Таблица 2. Вероятности прямого однонейтронного распада ИСГМПР (в %), рассчитанные для указанных энергетических интервалов (в МэВ)

$b_{L,\mu}^\uparrow$	$b_{L=0,\mu}^\uparrow$	$b_{L=1,\mu}^\uparrow$	$b_{L=2,\mu}^\uparrow$	$b_{L=3,\mu}^\uparrow$
$\mu^{-1} \setminus (\delta)$	12.5–15.5 [14]	20–25 [17]	9.0–11.2	16–22
$3p_{1/2}$	3.2	1.0	2.0	1.7
$2f_{5/2}$	19.5	5.3	1.0	5.7
$3p_{3/2}$	6.4	2.3	2.8	4.1
$1i_{13/2}$	0.4	11.0	0.04	6.2
$2f_{7/2}$	21.5	8.8	0	12.6
$\sum_\mu b_{L,\mu}^\uparrow$	51	28.4	5.8	30.3
$(\sum_\mu b_{L,\mu}^\uparrow)_{\text{exp}}$	22 ± 6 [14]	23 ± 5 [17]		
	14.3 ± 3 [16]	10.5 [15]		
$b_{L,\text{tot}}^\uparrow$	51	64	5.8	65

включающего рассматриваемый ИСГМПР:

$$b_{L,\mu}^\uparrow = \int_{(\delta)} S_{L,\mu}^\uparrow(\omega) d\omega / \int_{(\delta)} S_L(\omega) d\omega. \quad (14)$$

Полная вероятность прямого однонуклонного распада, $b_{L,\text{tot}}^\uparrow = \sum_\mu b_{L,\mu}^\uparrow$, определяет вероятность статистического (в основном, нейтронного) распада, $b_L^\downarrow = 1 - b_{L,\text{tot}}^\uparrow$. Заметим, что в рамках кПСФ, т.е. в пределе $W = P = 0$, $b_{L,\text{tot}}^\uparrow = 1$ и $b_L^\downarrow = 0$. На этом мы завершаем представление базисных соотношений ЧДДОМ, позволяющих получить описание основных характеристик ИСГМПР.

3. ОПИСАНИЕ ИСГМПР В ЯДРЕ ^{208}Pb

Прежде чем привести результаты выполненных в рамках ЧДДОМ расчетов основных характеристик ИСГМПР в ядре ^{208}Pb , остановимся на входных величинах и подгоночных параметрах модели. В соответствии с данным во Введении

Таблица 3. Вероятности прямого однопротонного распада ИСГДР (в %) для энергетического интервала 20–25 МэВ

μ^{-1}	$b_{L=1,\mu}^\uparrow$	S_μ [18]	$S_\mu \cdot b_{L=1,\mu}^\uparrow$	$(b_{L=1,\mu}^\uparrow)_{\text{exp}}$ [17]
$3s_{1/2}$	3.3	0.55	1.8	2.3 ± 1.1
$2d_{3/2}$	2.8	0.57	1.6	
$1h_{11/2}$	0.1	0.58	0.06	1.2 ± 0.7
$2d_{5/2}$	3.6	0.54	1.9	
$\sum b_{L,\mu}^\uparrow$	9.8	–	5.36	3.5 ± 1.8

описанием ЧДДОМ, входными величинами являются среднее поле ядра, взаимодействие квазичастиц в ч–д-канале и мнимая часть интенсивности усредненного по энергии ч–д массового оператора, “ответственного” за фрагментационный эффект. Следуя [4, 5, 9], мы используем реалистическое, частично самосогласованное феноменологическое (вудс-саксоновского типа) среднее поле ядра, детально описанное в [10]. Безразмерную интенсивность изоскалярной бесспиновой части сил Ландау–Мигдала $F(r) = f(r) \times 300 \text{ МэВ Фм}^3$ (разд. 2) выберем в параметризации [11]:

$$f(r) = f^{\text{ex}} + (f^{\text{in}} - f^{\text{ex}}) f_{\text{WS}}(r), \quad (15)$$

где функция Вудса–Саксона выбирается с параметрами, используемыми в описании изоскалярной части среднего поля [10]. Мнимая часть феноменологической величины интенсивности усредненного по энергии ч–д массового оператора $W(\omega)$ параметризуется в виде [4, 5, 9]

$$2W(\omega \geq \Delta) = \alpha \frac{(\omega - \Delta)^2}{1 + (\omega - \Delta)^2/B^2}, \quad (16)$$

$$W(\omega < \Delta) = 0,$$

где параметры “силы” (α), “щели” (Δ), “насыщения” (B) являются подгоночными. Явное выражение для $P(\omega)$, действительной (дисперсионной) части интенсивности усредненного по энергии ч–д массового оператора, отвечающей параметризации (16), приведено в [12]. Параметры среднего поля [10] получены из описания наблюдаемого одноквазичастичного спектра в материнском ядре ^{208}Pb . Основной параметр $f^{\text{ex}} = -2.8764$ в (15) найден из условия обращения в нуль энергии упомянутого в разд. 2 “духового” состояния, отвечающего движению центра масс (величина f^{in} вы-

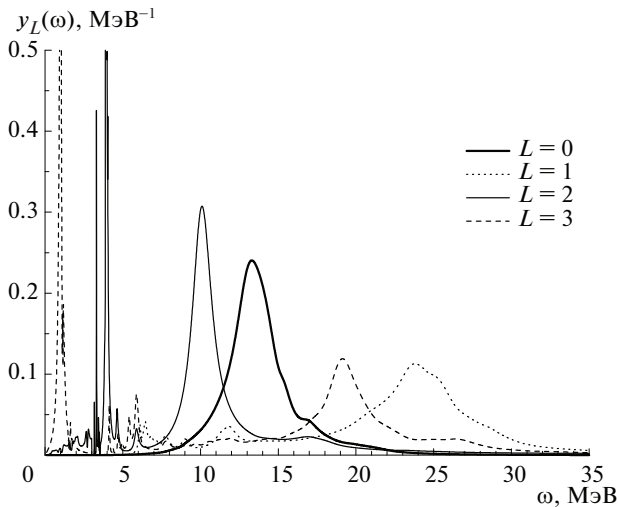


Рис. 1. Вычисленные в рамках ЧДДОМ относительные энергетически взвешенные силовые функции ИСГМНР.

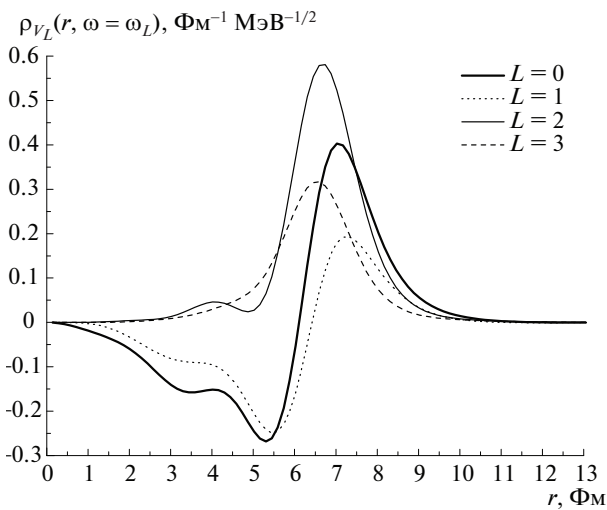


Рис. 2. Вычисленные в рамках ЧДДОМ при энергии максимума соответствующего резонанса радиальные “проецированные” переходные плотности ИСГМНР.

брана равной 0.0875). В качестве первого шага в описании ИСГМНР мы используем тот же набор параметров в (16), что и в работах [4, 5, 9]: $\alpha = 0.07 \text{ МэВ}^{-1}$, $\Delta = 3 \text{ МэВ}$, $B = 7 \text{ МэВ}$.

Представление результатов расчетов основных характеристик ИСГМНР начнем с относительных энергетически взвешенных силовых функций $y_L(\omega)$ (12) (рис. 1). Эти силовые функции вычислены в энергетическом интервале 0–33 МэВ, причем в промежутке 0–3 МэВ использовано “техническое” (т.е. не связанное с фрагментационным эффектом) значение $W(\omega) = 0.1 \text{ МэВ}$. Такой прием позволяет учесть вклад в правило сумм соответствующих низкоэнергетических со-

стояний. Доля правила сумм, $x_L = \int y_L(\omega) d\omega$, вычисленная для указанного интервала, с приемлемой точностью близка к единице (табл. 1). Параметры ИСГМНР, энергия ω_L и полная ширина Γ_L , определены соответственно как энергия основного максимума силовой функции $S_L(\omega)$ и ширина указанного максимума на половине высоты. Эти параметры приведены в табл. 1 вместе с соответствующими экспериментальными данными. Отметим удовлетворительное описание энергии ИСГМНР и только качественное описание полной ширины большинства из указанных резонансов. Последнее обстоятельство побуждает к поиску оптимального выбора феноменологических параметров в выражении (16). Такой выбор предполагается осуществить в дальнейшем.

К основным свойствам ИСГМНР относится “проецированная” переходная плотность $\rho_{V_L}(r, \omega)$ (разд. 2). На рис. 2 представлены радиальные зависимости $\rho_{V_L}(r, \omega = \omega_L)$ для рассмотренных резонансов. Существенно одноузловые переходные плотности характеризуют ИСГМНР и ИСГДР, поскольку эти резонансы отвечают обертоны соответственно основного и 1^- -“духового” состояний (разд. 2). ИСГКР и ИСГОР характеризуются практически безузловыми переходными плотностями, поскольку эти резонансы отвечают основному тону соответствующих коллективных возбуждений.

Оценка парциальных (и полной) вероятностей прямого однонуклонного распада гигантских резонансов относится к уникальным возможностям ЧДДОМ. Соответствующие соотношения, приведенные в разд. 2, получены в предположении о чисто однодырочной природе состояний ядра-продукта, заселяемых в процессе распада. Поэтому расчетные вероятности представляют собой верхний предел возможных значений. В табл. 2 приведены оценки вероятностей прямого однонейтронного распада для ИСГМНР в ядре ^{208}Pb в сравнении с имеющимися экспериментальными данными. Отметим примерно двукратное превышение расчетных величин относительно наблюдаемых значений для ИСГМНР и ИСГДР. Это же утверждение относится и к вероятностям прямого однопротонного распада ИСГДР (табл. 3). Однако описание экспериментальных данных заметно улучшается, если расчетные значения $b_{L=1,\mu}^\dagger$ умножить на экспериментальные значения спектроскопических факторов S_μ однодырочных состояний ядра ^{207}Tl . (Факторы S_μ близки к 1 для большинства указанных в табл. 2 однодырочных состояний ядра ^{207}Pb .)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках частично-дырочной дисперсионной оптической модели изложен и на примере ядра ^{208}Pb реализован полумикроскопический подход к описанию основных свойств изоскалярных гигантских мультипольных резонансов в среднетяжелых ядрах с заполненными оболочками. Основные свойства включают силовую функцию в широком энергетическом интервале, “проецированную” переходную плотность (в окрестности данного резонанса), парциальные и полную вероятности прямого однонуклонного распада. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Предполагается приложение указанного подхода к другим (в первую очередь, магическим) сферическим ядрам. Возможно также обобщение подхода на случай приближенного учета спаривания нуклонов в ядрах с существенно незаполненными оболочками. Такой учет можно осуществить путем определенной модификации чисел заполнения в выражении для “свободного” частично-дырочного пропагатора. Предполагается также применение “проецированной” переходной плотности к описанию α -рассеяния с возбуждением указанных резонансов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-02-0060) и Программы повышения конкурентоспособности Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. N. Harakeh and A. van der Woude, *Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitations* (Oxford, University Press, New York, 2001).
2. U. Garg and G. Colò, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **101**, 55 (2018).
3. M. H. Urin, *Phys. Rev. C* **87**, 044330 (2013).

4. M. L. Gorelik, S. Shlomo, B. A. Tulupov, and M. H. Urin, *Nucl. Phys. A* **955**, 116 (2016).
5. M. L. Gorelik, S. Shlomo, B. A. Tulupov, and M. H. Urin, *Nucl. Phys. A* **970**, 353 (2018).
6. S. Shlomo and G. Bertsch, *Nucl. Phys. A* **243**, 507 (1975).
7. M. H. Urin, *Nucl. Phys. A* **811**, 107 (2008).
8. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра*, т. 2 (Мир, Москва, 1977).
9. G. V. Kolomyitsev, M. L. Gorelik, and M. H. Urin, *Eur. Phys. J. A* **54**, 228 (2018).
10. Г. В. Коломийцев, С. Ю. Игашов, М. Г. Урин, *ЯФ* **77**, 1164 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 1105 (2014)].
11. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
12. Б. А. Тулупов, М. Г. Урин, *ЯФ* **72**, 780 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 737 (2009)].
13. D. H. Youngblood, Y.-W. Lui, H. L. Clark, B. John, Y. Tokimoto, and X. Chen, *Phys. Rev. C* **69**, 034315 (2004).
14. S. Brandenburg, W. T. A. Borghols, A. G. Drentje, A. van der Woude, M. N. Harakeh, L. P. Ekstrom, A. Hakanson, L. Nilsson, N. Olsson, and R. De Leo, *Phys. Rev. C* **39**, 24448 (1989).
15. M. Hunyadi, A. M. van den Berg, B. Davids, M. N. Harakeh, M. A. de Huu, H. J. Wortche, M. Csatos, J. Gulyas, A. Krasznahorkay, D. Sohler, U. Garg, M. Fujiwara, and N. Blasi, *Phys. Rev. C* **75**, 014606 (2007).
16. A. Bracco, J. R. Beene, N. Van Giai, P. F. Bortignon, F. Zardi, and R. A. Broglia, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2603 (1988).
17. M. Hunyadi, C. Baumer, A. M. van den Berg, N. Blasi, M. Csatos, L. Csige, B. Davids, U. Garg, J. Gulyas, M. N. Harakeh, M. de Huu, B. C. Junk, A. Krasznahorkay, S. Rakers, D. Sohler, and H. J. Worthce, *Nucl. Phys. A* **731**, 49 (2004).
18. I. Bobeldijk, M. Bouwhuis, D. G. Ireland, C. W. de Jager, E. Jans, N. de Jonge, W.-J. Kasdorp, J. Konijn, L. Lapikas, J. J. van Leeuwe, R. L. J. van der Meer, G. J. L. Nooren, E. Passchier, M. Schroevers, G. van der Steenhoven, and J. J. M. Steijger, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2684 (1994).

SEMIMICROSCOPIC DESCRIPTION OF ISOSCALAR GIANT MULTIPOLE RESONANCES IN THE ^{208}Pb NUCLEUS

M. L. Gorelik¹⁾, B. A. Tulupov²⁾, M. H. Urin³⁾

¹⁾ Moscow Economic School, Moscow, Russia

²⁾ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³⁾ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Russia

Within the particle–hole dispersive optical model developed recently, an approach for describing the main properties of isoscalar giant multipole resonances in medium-heavy closed-shell nuclei is proposed. The description includes the energy-averaged strength function, projected transition density, partial probabilities of direct one-nucleon decay. Results of the approach implemented into the ^{208}Pb nucleus are compared with the available experimental data.