

Семинар имени Б. С. Ишханова «Фотоядерные исследования. Состояние и перспективы»

Тонкая структура пигми- и гигантских мультипольных резонансов в ядрах

С. П. Камерджиев,^{1,*} М. И. Шитов^{1,†}¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» (НИЦ «КИ»)

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

(Поступила в редакцию 16.01.2024; после доработки 25.01.2024; подписана в печать 06.02.2024)

В связи с программой планируемых работ на мегасайенс-установке «Интенсивный Обратный Комптон» (ИНОК) в Научном центре физики и математики в г. Сарове представлен краткий обзор экспериментальных и теоретических результатов в области энергий пигми- и гигантских резонансов. Рассмотрены: 1) пигми-дипольный резонанс в ^{208}Pb , для которого уже достигнут предел экспериментального разрешения и выделены отдельные 1^- -уровни; 2) важнейшие физические результаты экспериментов с разрешением (50–200) кэВ как для радиационных силовых функций, которые определяют характеристики ядерных реакций, так и для анализа нестатистических механизмов формирования ширин гигантских резонансов («входных» состояний) в рамках вейвлет-анализа. Обсуждаются также некоторые результаты в области энергий возбуждения (1–5) МэВ.

PACS: 21.60.Ev, 24.10.Cn. УДК: 539.1

Ключевые слова: $E1$ -возбуждения, пигми-дипольный резонанс, гигантский дипольный резонанс, тонкая структура, вейвлет-анализDOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2420203](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2420203)

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в 1970–1990 гг. в ядерной физике низких энергий (область энергии возбуждения ядер до 40 МэВ) произошел «ренессанс физики гигантских резонансов», итоги которого подведены в фундаментальной монографии [1].¹

В настоящее время наблюдается другое значительное явление в области ядерной физики низких энергий, которое можно назвать «ренессансом физики тонкой структуры» пигми-дипольного и гигантских мультипольных резонансов» (ПДР и ГМР). Это явление несравнимо с предыдущим «ренессансом» по масштабу экспериментальных работ, но оно должно быть вполне сравнимым по глубине, многообразию и содержанию извлекаемой физической информации. Это наглядно видно из рис. 1, где схематически показано огромное разнообразие физических явлений в области энергий ПДР и ГДР. При этом начиная, видимо, с работы [7], где уже сравнивались совпадающие спектры неупругого рассеяния электронов и протонов в ^{208}Pb с разрешением 40 кэВ в области энергий изоскалярного квадрупольного резонанса (см. рис. 2), предпринимались попытки анализировать отдельные уровни в ядре ^{208}Pb , который является естественным полигоном для экспериментальных и теоретических работ.

После работ [8–10] в области энергий ПДР в ^{208}Pb мы получили новое качество: были «поштучно» выделены отдельные уровни, т.е. достигнут предел тонкой структуры ПДР. Для сравнения с предыдущим «ренессансом» подчеркнем, что величины приведенных вероятностей $E1$ -переходов $B(E1)$ в области гигантского дипольного резонанса (ГДР) составляют порядка 10 W.u., а в области ПДР и двухфононных возбуждений они меньше на 1–3 порядка величины. Остается «немного», т.е. вопрос к теории — надо понять физическую природу этих разнообразных явлений и количественно объяснить наблюдаемые характеристики в рамках последовательной микроскопической теории. Следует иметь в виду, что полученные экспериментальные результаты (см. обзор [11]), являются только началом большой работы и уменьшение экспериментального разрешения в области гигантских мультипольных резонансов приведет к дальнейшим открытиям.

В настоящей работе представлен небольшой обзор о результатах работ в области тонкой структуры ПДР и ГМР, включая, конечно, и работы с экспериментальным разрешением 50–200 кэВ. Кратко обсуждается также природа низкоэнергетических переходов в области (1–5) МэВ.

1. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПДР В ^{208}Pb

Первые экспериментальные результаты о тонкой структуре ГДР были получены очень давно [12–14]. Однако после работ [8–10] фактически изменилось само понятие тонкой структуры, так как был достигнут предел по уменьшению экспериментально-

* E-mail: kaev@obninsk.com† E-mail: schitov.mih@mail.ru¹ См. первый обзор [2], который был назван как пионерский обзор в работе [3], а также ранние обзоры [4–6].

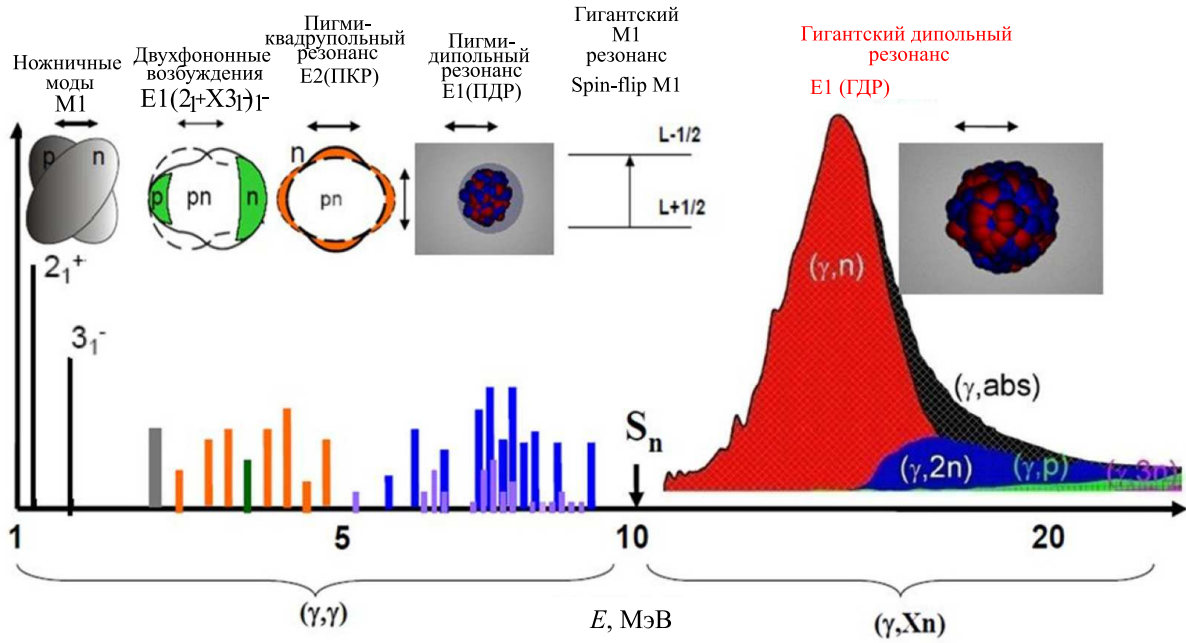


Рис. 1. Реакция ядра на электромагнитное излучение. Двухфононные возбуждения: $E_x \approx 3 \text{ MeV}$, $B(E1) \approx 10^{-2} W.u.$ Пигми-дипольный резонанс: $E_x \approx 7 \text{ MeV}$, $B(E1) \approx 10^{-1} W.u.$ Гигантский дипольный резонанс: $E_x \approx 18 \text{ MeV}$, $B(E1) \approx 10 W.u.$

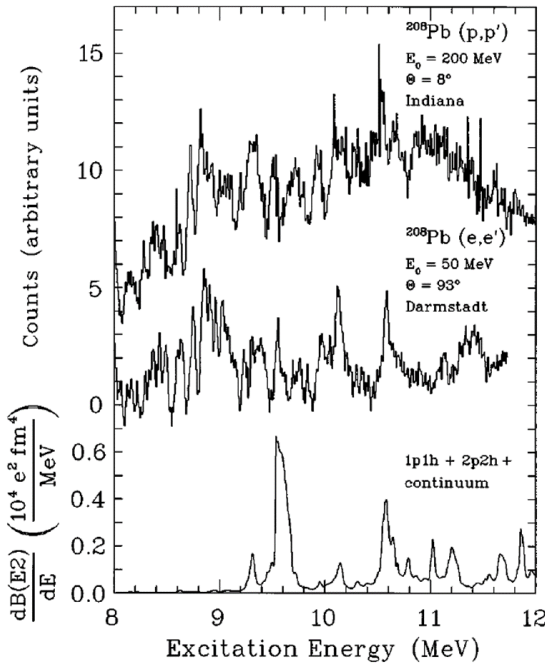


Рис. 2. Вверху: спектр реакции $^{208}\text{Pb}(p, p')$ с разрешением ($\Delta E = 40 \text{ кэВ}$) при $E_p = 200 \text{ МэВ}$ и $Q_p = 8^\circ$ в области возбуждения изоскалярного гигантского квадрупольного резонанса GQ_0R . Передача импульса выбрана таким образом, чтобы усиливались переходы $E2$. Середина: то же самое для реакции $^{208}\text{Pb}(e, e')$ при $E_e = 50 \text{ МэВ}$ и $Q_e = 93^\circ$. Внизу: расчет силовой функции $B(E2)$ с использованием обобщенной теории конечных Ферми-систем, см. текст (взято из [7])

го разрешения и это позволило выделить каждый уровень, в данном случае 1^- -уровень.

На рис. 3 представлена сводка экспериментальных и современных теоретических результатов о тонкой структуре ПДР в ^{208}Pb . Теоретические расчеты выполнялись в рамках несамосогласованной квазичастично-фононной модели (КФМ) [8], самосогласованных расчетов в релятивистском квазичастичном методе временной блокировки РТВА [15], в усовершенствованном самосогласованном подходе QTVA (оба с функционалами Скирма) [16], многочастичной модели оболочек [17, 18]. Как видно из рис. 3, теория не в состоянии объяснить имеющиеся экспериментальные данные для тонкой структуры ПДР в ^{208}Pb . На рис. 4 показано сравнение экспериментальных данных для изовекторного $M1$ -резонанса в ^{208}Pb , который расположен в области ПДР, с современными самосогласованными расчетами в усовершенствованном самосогласованном подходе QTVA [19]. Здесь также можно констатировать отсутствие объяснения экспериментальных результатов.

В области энергий ПДР, как известно, также существуют различные вихревые $E1$ -возбуждения тороидального вида, например тороидальный дипольный резонанс (ТДР) в области энергий $(40 - 80)A^{1/3} \text{ МэВ}$ [20]. Он происходит из мультипольного разложения электромагнитных токов и обусловлен вторым порядком разложения функции Бесселя в длинноволновом приближении. В недавней работе [21] впервые получено экспериментальное доказательство существования ТДР в ^{58}Ni с использованием комбинации экспериментов с высоким разрешением по неупругому рассеянию электронов,

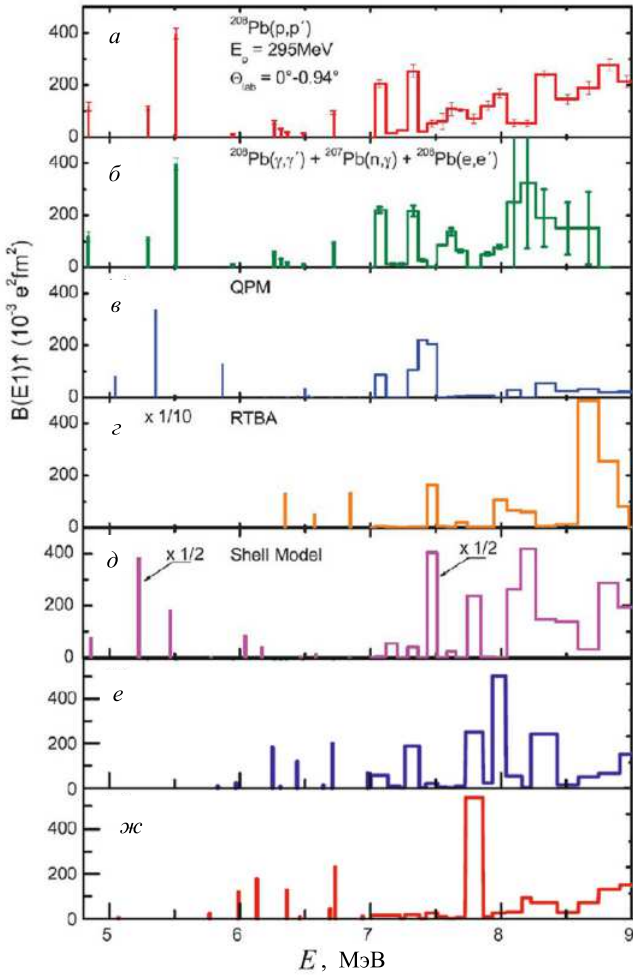


Рис. 3. Измеренные и рассчитанные спектры E1 возбуждений в ^{208}Pb в области ПДР. Распределение силы $B(E1)$ в ^{208}Pb между 4–8 МэВ и 9 МэВ из экспериментов: *a* – (p, p') ; *b* – (γ, γ') и (n, γ) в сравнении с теоретическими расчетами; *в* – QPM [8]; *г* – RTBA [15] и *д* – многочастичная модель [18]. Расчет *e, ж* – два варианта новейшего самосогласованного метода временного блокирования с разными функционалами Скирма [16]

фотонов и протонов в области энергий 8–10 МэВ. Расчеты проводились в рамках самосогласованной теории QRPA с функционалом Скирма SV-mas10 (эффективная масса нуклона равна 1), с которым хорошо описываются наблюдаемые нижайшие 1^- -уровни 6.03 МэВ, 8.24 МэВ и 8.87 МэВ в ^{58}Ni .

Таким образом, в широкой области энергий ПДР имеется очень сложная природа дипольных состояний: кроме ПДР и $M1$ -резонанса, могут быть ТДР, компрессионный дипольный резонанс, все они могут иметь изоскалярные и изовекторные ветви, см. также рис. 1.

2. ТОНКАЯ СТРУКТУРА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С РАЗРЕШЕНИЕМ (50–200) КЭВ

В этом разделе мы кратко обсудим только два важных вопроса:

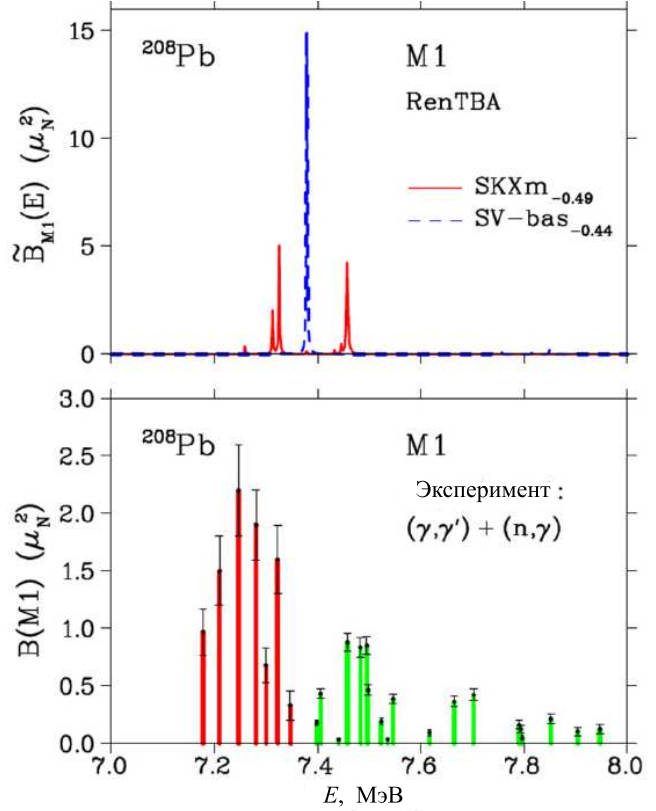


Рис. 4. Верхняя панель: распределения интенсивности возбуждений $M1$ в ^{208}Pb , рассчитанные в рамках RenTBA с параметризациями SKXm-0.49 (красная сплошная линия) и SV-bas-0.44 (синяя пунктирная линия). Использовался параметр сглаживания, равный 1 кэВ. Нижняя панель: экспериментальное распределение вероятностей возбуждения $B(M1)$ в ^{208}Pb в интервале 7–8 МэВ [22] (^{208}Pb (γ, γ') реакция, красные вертикальные линии) и [23] (реакция ^{207}Pb (n, γ) , зеленые вертикальные линии). Полосы ошибок обозначены черными линиями (взято из [19])

- как проявляется тонкая структура в радиационной силовой функции (РСФ), знание которой необходимо для расчетов характеристик ядерных реакций;
- физические механизмы ширины ГМР и современный метод их анализа – вейвлет-анализ.

2.1. Радиационная силовая функция

Как известно, силовая функция $S(\omega) = \frac{dB(E(M)L)}{d\omega}$ связана с сечением $E1$ -фотопоглощения: $\sigma(\omega) = 4.022\omega S(\omega)$, где ω берется в МэВ, S в $\text{Фм}^2\text{МэВ}^{-1}$, σ в мбн. Тогда, если верна гипотеза Бринка–Акселя, РСФ выражается через $S(\omega)$ следующим образом:

$$f(E1) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\sigma(\omega)}{\omega} = 3.487 \cdot 10^{-7} S(\omega), \quad (1)$$

где S берется в $\text{Фм}^2\text{МэВ}^{-1}$, $f(E1)$ – в МэВ^{-3} .

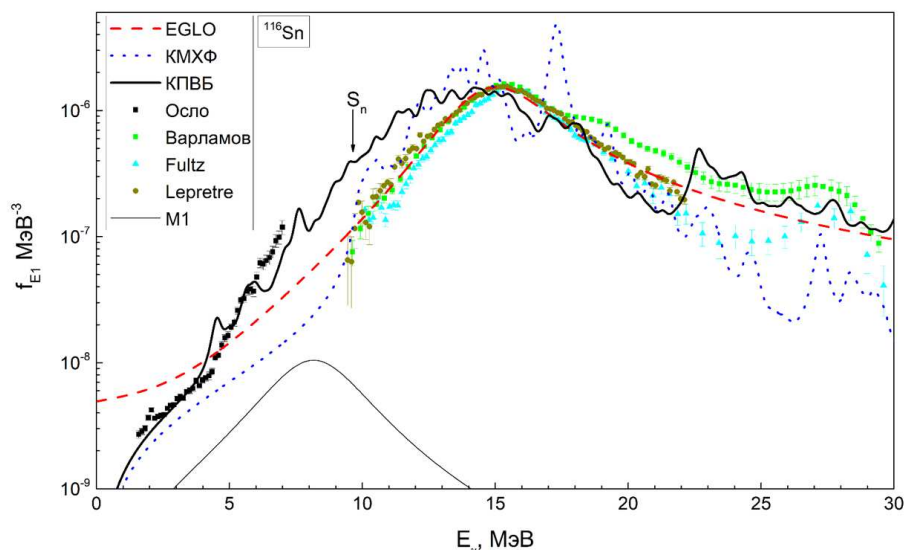


Рис. 5. Самосогласованные расчеты РСФ в ^{116}Sn [24]. Экспериментальные данные [25–28]

РСФ описывает среднюю силу электромагнитных переходов — в частности переход в квазиконтинуум при высоких энергиях возбуждения и включает переходы между возбужденными состояниями. Программные комплексы EMPIRE и TALYS позволяют считать все характеристики ядерных реакций, если известны РСФ.

Наши расчеты в рамках самосогласованной обобщенной теории конечных Ферми-систем в приближении КПВБ (квазичастичное приближение временного блокирования) включали:

1. квазичастичный метод хаотических фаз (КМХФ);
2. связь с фононами;
3. одночастичный континуум и использует хорошо известные силы Скирма с параметрами SLy4.

Примеры расчетов РСФ приведены на рис. 5 и 6 [31]. Хорошо видно, что учет связи с фононами необходим для объяснения экспериментальных данных для многих характеристик ядерных реакций.

2.2. Вейвлет-анализ

Как известно [1, 11], ширина ГМР складывается из трех физических составляющих:

$$\Gamma = \Delta\Gamma + \Gamma \uparrow + \Gamma \downarrow, \quad (2)$$

где $\Delta\Gamma$ — затухание Ландау, т.е. фрагментация начальных $1p-1h$ возбуждений по многим другим $1p-1h$ возбуждениям с теми же самыми квантовыми числами, $\Gamma \downarrow$ — спредовая (spreading) ширина благодаря связи $1p-1h$ возбуждений с более сложными конфигурациями вида $2p-2h$ или $1p-1h \otimes$ фонон,

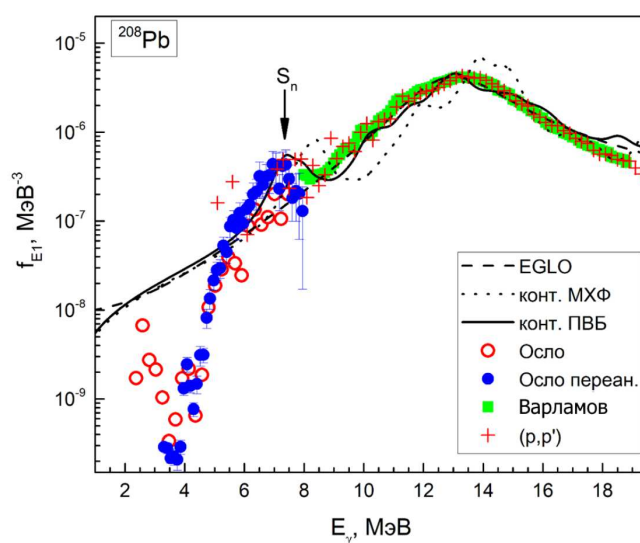


Рис. 6. РСФ для ^{208}Pb , микроскопический метод для дважды магических ядер — континуумное ПВБ [29], эксперимент [26, 30]

$\Gamma \uparrow$ — ширина, обусловленная эмиссией частиц (escape width).

Современные эксперименты на совпадение позволяют проанализировать эти составляющие и выделить их от статистических механизмов, т.е. выделить «входные состояния» (doorway states). Это стало уже очевидным давно из экспериментов по неупругому рассеянию электронов и протонов с высоким энергетическим разрешением 40–50 кэВ, в которых была видна значительная тонкая структура изоскалярного гигантского квадрупольного резонанса (ISGQR) в ^{208}Pb (см., например, [7]). Считается также что для такого анализа необходимы соответствующие микроскопические расчеты, которые учитывают различные распадные механизмы. Одним из наилучших методов такого выделения

с использованием микроскопических расчетов считается вейвлет-анализ [11, 32].

Как показано в [33], методы вейвлет-анализа используются для извлечения характерных энергетических масштабов тонкой структуры изовекторного гигантского дипольного резонанса (IVGDR) из экспериментальных данных. Представленные новые данные о поглощении виртуальных фотонов для цепочки стабильных изотопов $^{142-150}\text{Nd}$ и ^{152}Sm с акцентом на появление нестатистических флуктуаций поперечного сечения, называемых тонкой структурой, в энергетической области IVGDR показали, что использованные методы вейвлет-анализа позволили количественно оценить особенности тонкой структуры в виде характерных масштабов. Сравнения между экспериментальными результатами и предсказаниями расчетов в рамках КФМ показывают, что затухание Ландау, по-видимому, является основным источником тонкой структуры как в сферических, так и в деформированных ядрах, но расчеты, включающие $2p-2h$ степени свободы, были бы полезны для подтверждения этого для деформированных случаев.

В этой связи, по нашему мнению, представляет также интерес для общего понимания расчеты *интегральных* характеристик ГМР, т.е. их средней энергии \bar{E} и ширины Γ , представленные в обзоре [34] (см. таблицу). Эти результаты помогают лучше понять физические причины ширины резонанса. Обозначения, принятые в таблице, соответствуют следующим составляющим ширины в формуле (2):

- CRPA: учитывается сумма ($\Delta\Gamma + \Gamma \uparrow$);
- RPA+1p1h \otimes phonon: учитывается сумма ($\Delta\Gamma + \Gamma \downarrow$);
- CPRA+1p1h \otimes phonon: учитываются все слагаемые $\Delta\Gamma + \Gamma \uparrow + \Gamma \downarrow$.

В обзоре [34] представлены расчеты, которые учитывают все три механизма формирования ширины ГДР в трёх магических ядрах. Расчеты выполнялись в рамках несамосогласованной обобщенной (extended) теории конечных Ферми-систем и одновременно учитывали:

1. затухание Ландау $\Delta\Gamma$;
2. спредовую ширину $\Gamma \downarrow$, т.е. связь 1p1h-конфигураций со сложными конфигурациями 1p1h \otimes phonon без учёта континуума;
3. Все три механизма $\Delta\Gamma + \Gamma \uparrow + \Gamma \downarrow$.

Результаты для средних энергий \bar{E} и ширин Γ показаны в таблице. Чтобы получить эти интегральные характеристики ГДР, использовалась функция Лоренца для аппроксимации кривой резонанса, как это обычно делается в анализе экспериментов. Параметры этой функции, а также характеристики сечения были найдены из условия, что эти величины, определяемые через соответствующие моменты [34], совпадают для точных и кривых аппроксимаций соответствующих функций Лоренца. Как

видно из таблицы, включение «спреда», т.е. (конфигураций 1p1h \otimes фонон) заметно улучшает согласие с экспериментом по сравнению с расчетами в рамках CRPA (и также сильно уменьшает максимум сечения фотопоглощения). Получено, что теоретические значения \bar{E} и Γ для ^{48}Ca и ^{208}Pb хорошо согласуются с экспериментом. Таким образом, получено удовлетворительное объяснение интегральных значений ширин, точнее, они объяснены с точностью до параметра сглаживания, который всегда значительно меньше, чем вся ширина Γ .

3. ПРИРОДА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ (1–5) МЭВ

Как написано в [35], «дальнейшее развитие ядерной спектроскопии в значительной мере связано с изучением гамма-переходов между возбужденными состояниями». В области энергий возбуждения ниже энергии ПДР, несмотря на большое количество качественных результатов, продолжают появляться всё новые вопросы как экспериментального, так и теоретического характера. Сюда относятся не только переходы между однофононными состояниями, но, что более интересно, переходы между основным и двухфононным состояниями, поскольку они уже находятся в начале энергетической области ПДР.

На рис. 7 и 8 показаны наши самосогласованные расчеты [36] с использованием функционала Фаянса с хорошо известными параметрами вероятностей $E1$ -переходов между однофононными состояниями и между основным и двухфононным $[2_1^+ \times 3_1^-]_1$ -состояниями в изотопах олова. Получено хорошее описание имеющихся экспериментальных данных, при этом обнаружено, что новый эффект — корреляции в основном состоянии (КОС) (см. [41]), — совершенно естествен в нашем подходе и необходим для объяснения эксперимента.

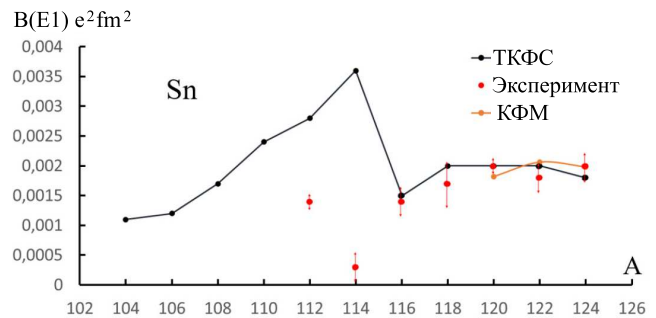


Рис. 7. Переходы между однофононными состояниями. ТКФС-расчеты [36], КФМ-расчеты [37]. Экспериментальные данные [38]

Неясно, почему описанный подход не может объяснить вероятности $E1$ -переходов между однофононными состояниями в $^{112,114}\text{Sn}$, но (в отличие

Таблица. Физические составляющие средней энергии \bar{E} и ширины Γ , МэВ, для ГДР в магических ядрах [34]

	^{40}Ca		^{48}Ca		^{208}Pb	
	\bar{E}	Γ	\bar{E}	Γ	\bar{E}	Γ
CRPA	19.3	1.9	16.0	3.3	12.2	2.0
RPA+1p1h \otimes phonon	20.5	3.7	19.0	4.5	13.0	3.6
CRPA+1p1h \otimes phonon	21.2	4.3	19.6	6.3	13.8	3.9
Exp	20.0	5.0	19.6	7.1	13.4	4.1

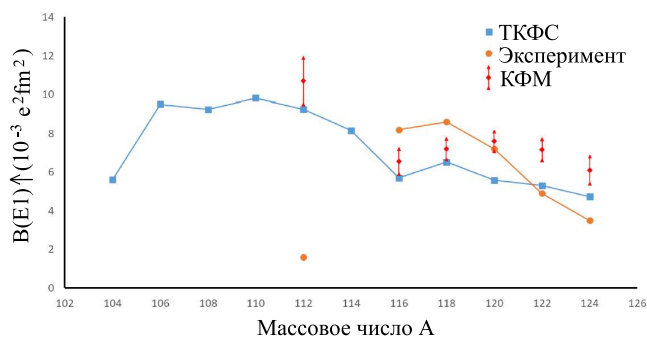


Рис. 8. Переходы из основного состояния в двухфононное. КФМ-расчет и экспериментальные данные [39, 40]

от КФМ) объясняет переход между однофононным и двухфононным состояниями в ^{112}Sn , хотя речь идет об одних и тех же однофононных уровнях 2_1^+ и 3_1^- . В работе [42] высказывалось предположение, что причина заключается в том, что эти два уровня имеют различную деформацию, которая не учитывалась в наших расчетах. Объяснение перехода между основным и двухфононным состояниями в ^{112}Sn , видимо, снимает это предположение. Возможно, что причина заключается в неточном и различном в обоих случаях учете «духового» $E1$ -состояния. Это требует более тщательного, чем ранее, теоретического анализа для учета этого «духа». В связи со всеми этими результатами становятся необходимыми самосогласованные расчеты и для других двухфононных уровней вида $[2_1^+ \times 2_1^+]$ и $[3_1^- \times 3_1^-]$.

Проблема «сосуществования форм» (form coexistence) продолжает оставаться плохо изученной, особенно в самосогласованных подходах. Имеется в виду что в области энергий (2–5) МэВ могут находиться соседние возбужденные уровни с различной деформацией. Эти явления наблюдались уже неоднократно [42, 43]. В этой связи появляется вопрос о природе двухфононного уровня $[2_1^+ \times 3_1^-]_{1-}$ в ^{208}Pb . В этой области энергий

уже наблюдался $E1$ -уровень с энергией 6.7 МэВ [10], что соответствует сумме экспериментальных энергий $E(2_1^+) + E(3_1^-) = 4.2 + 2.6 = 6.8$ МэВ. Теоретическая проблема состоит в том, что именно в ^{208}Pb это состояние находится в области однофононных уровней ПДР. Иными словами, необходимо специальное доказательство двухфононной природы этого 1^- -уровня. Например, исследовать переход между двухфононным 1^- -состоянием и однофононным 2_1^+ или 3_1^- -уровнями. Такие эксперименты уже осуществлялись в работах [44, 45] для ^{144}Sm [44] и ^{88}Sr [45] соответственно. С теоретической точки зрения здесь должен быть совершенно новый и интересный вклад КОС4, обусловленный интегрированием 4-х функций Грина. Соответствующие формулы получены в [46].

Совершенно ясно что соответствующие эксперименты на установке ИНОК вместе с теоретическими расчетами могут существенно прояснить физику дела в этой области энергий.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе кратко рассмотрены некоторые наиболее актуальные, по мнению авторов, вопросы физики гигантских резонансов, связанные с возможностями установки ИНОК в Сарове. Обсуждены некоторые проблемы в теории ПДР и ГМР, связанные с разрешением будущих экспериментов. Подчеркнуто, что по крайней мере в области энергий ПДР находится огромное количество разнообразных и плохо изученных эффектов, теория которых требует дальнейшего необходимого развития. Поэтому эксперименты на установке ИНОК, включая эксперименты с разрешением 10 кэВ в области энергий 25–40 МэВ, и их теоретическое описание, несомненно, приведут к новому пониманию физики резонансов в области энергий возбуждения до 40 МэВ.

Авторы благодарят В.О. Нестеренко за обсуждения и информацию о его работах в области тороидального дипольного резонанса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 21-52-12035.

[1] Harakeh M.N., van der Woude A. // A Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of

Nuclear Excitation. Oxford Studies in Nuclear Phys. Oxford. 2001.

- [2] Борзов И.Н., Камерджиев С.П. // *E1-, E2-, M1-резонансы в сферических ядрах*. Препринт ФЭИ-580. Обнинск. 1975.
- [3] Берджер Р. // *Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях*. М.: Наука, 1976.
- [4] Борзов И.Н., Камерджиев С.П. // *Известия АН СССР. сер. физ.* **41**, 4. (1977).
- [5] Камерджиев С.П. // *Материалы 12-ой зимней Школы ЛИЯФ «Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях»*. 122. (1977).
- [6] Камерджиев С.П. // *Труды 4-го семинара*. Москва, 1979. 93.
- [7] Kamerdzhiiev S., Lsantti J., von Neumann-Cosel P. et al. // *Phys. Rev. C*. **55**. 2101. (1997).
- [8] Ruzayeva N., Hartmann T., Kalmykov Y. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **89**. 272502. (2002).
- [9] Tamii A., Poltoratska I., von Neumann-Cosel P. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **107**. 062502. (2011).
- [10] Poltoratska I., von Neumann-Cosel P., Tamii A. et al. // *Phys. Rev. C*. **85**. 041304. (2012).
- [11] von Neumann-Cosel P., Tamii A. // *Eur. Phys. J. A*. **55**. 110. (2019).
- [12] Бургов Н.А., Данилян Г.В., Долбилкин Б.С. и др. // *ЖЭТФ*. **43**, № 1. 70. (1962).
- [13] Долбилкин Б.С., Корин В.И., Лазарева Л.Е., Николаев Ф.А. // *Письма в ЖЭТФ*. **1**, № 5. 47. (1965).
- [14] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // *ЯФ*. **12**. 892. (1970).
- [15] Litvinova E., Ring P., Tselyaev V. // *Phys. Rev. C*. **75**, N 6. 064308. (2007).
- [16] Люторович Н., Целяев В., Ачаковский О., Камерджиев С. // *Письма в ЖЭТФ*. **107**, № 11. 699. (2018).
- [17] Brown B.A. // *Phys. Rev. Lett.* **85**, N 25. 5300. (2000).
- [18] Schwengner R., Massarczyk R., Brown B.A. et al. // *Phys. Rev. C*. **81**. 054315. (2010).
- [19] Tselyaev V., Lyutorovich N., Speth J., Reinhard P.-G. // *Phys. Rev. C*. **102**. 064319. (2020).
- [20] Nesterenko V.O., Repko A., Kvasil J., Reinhard P.-G. // *Phys. Rev. C*. **100**, 064302 (2019).
- [21] von Neumann-Cosel P., Nesterenko V.O., Brandherm I. et al. // *arXiv preprint. arXiv:2310.04736*. (2023).
- [22] Shizuma T., Hayakawa T., Ohgaki H. et al. // *Phys. Rev. C*. **78**. 061303(R). (2008).
- [23] Köhler R., Wartena J.A., Weigmann H. et al. // *Phys. Rev. C*. **35**. 1646. (1987).
- [24] Камерджиев С.П., Ачаковский О.И., Авдеенков А.В. // *Письма в ЖЭТФ*. **101**, № 11. 819. (2015).
- [25] Toft H.K., Larsen A.C., Aavaanluvsan U. et al. // *Phys. Rev. C*. **81**, N 6. 064311. (2010).
- [26] Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы*. № 1–2. С. 48. (2003).
- [27] Fultz S.C., Berman B.L., Caldwell J.T. et al. // *Phys. Rev.* **186**, N 4. 1255. (1969).
- [28] Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. // *Nucl. Phys. A*. **219**, N 1. 39. (1974).
- [29] Lyutorovich N., Tselyaev V., Speth J. et al. // *Phys. Lett. B*. **749**. 292. (2015).
- [30] Syed N.U.H., Guttormsen M., Ingebretsen F. et al. // *Phys. Rev. C*. **79**, N 2. 024316. (2009).
- [31] Ачаковский О.И. // *Микроскопическое описание характеристик основного состояния и возбуждений ядер в области энергии отделения нейтрона*. Дисс. канд. физ. мат. наук.: 01.04.16. 2018.
- [32] Shevchenko A., Carter J., Cooper G.R.J. et al. // *Phys. Rev. C*. **77**. 024302. (2008).
- [33] Donaldson L.M., Carter J., von Neumann-Cosel P. // *Phys. Rev. C*. **102**, N 6. 064327. (2020).
- [34] Kamerdzhiiev S., Speth J., Tertychny G. // *Phys. Rep.* **393**, N 1. 1. (2004).
- [35] Соловьев В.Г. // *Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы*. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [36] Шитов М.И., Камерджиев С.П., Толоконников С.В. // *Письма в ЖЭТФ*. **117**, № 1. 3. (2023).
- [37] Tsoneva N., Lenske H., Stoyanov C. // *Phys. Lett. B*. **586**, N 3-4. 213. (2004).
- [38] Говор Л.И., Демидов А.М., Журавлев О.К. и др. // *ЯФ*. **54**. 330. (1991).
- [39] Bryssinck J., Govor L., Belic D. et al. // *Phys. Rev. C*. **59**, N 4. 1930. (1999).
- [40] Pysmenetska I., Walter S., Enders J. et al. // *Phys. Rev. C*. **73**, N 1. 017302. (2006).
- [41] Камерджиев С.П., Шитов М.И. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* № 3. 2330207 (2023). (Kamerdzhiiev S.P., Shitov M.I. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **78**, № 3. 316. (2023).)
- [42] Говор Л.И., Куркин В.А., Михайлов И.В. // *ЯФ*. **80**, № 6. 583. (2017).
- [43] Wirowski R., Shimmer M., Eser L. et al. // *Nucl. Phys. A*. **586**. 427. (1995).
- [44] Wilhelm M., Radermacher E., Zilges A., von Brentano P. // *Phys. Rev. C*. **54**, N 2. R449. (1996).
- [45] Isaak J., Sauran D., Pietralla N. et al. // *Phys. Rev. C*. **108**, N 5. L051301. (2023).
- [46] Камерджиев С.П., Шитов М.И. // *Письма в ЖЭТФ*. **109**, № 1. 65. (2019).

The fine structure of pygmy and giant multipole resonances in nuclei

S. P. Kamerdzhiiev^a, M. I. Shitov^b

¹National Research Centre «Kurchatov Institute». Moscow 123182, Russia
E-mail: ^akaev@obninsk.com, ^bshitov.mih@mail.ru

In connection with the program of planned work on the megascience installation "Intensive Reverse Compton"(INOC) at the Scientific Center of Physics and Mathematics in Sarov, a brief overview of experimental and theoretical results in the field of pygmy- and giant resonance energies is presented. Considered: 1) pygmy-dipole resonance in ²⁰⁸Pb, for which the limit of experimental resolution has already been reached and separate 1⁻ levels have been identified, 2) the most important physical results of experiments with a resolution of (50–200) keV both for gamma strength functions, that determine the characteristics of nuclear reactions, and for analysis of non-statistical mechanisms of formation of widths of giant resonances («doorway» states) in the framework of wavelet analysis. Some results in the field of excitation energies (1–5) MeV are also discussed.

PACS: 21.60.Ev, 24.10.Cn.

Keywords: $E1$ -excitations, pygmy dipole resonance, giant dipole resonance, fine structure, wavelet analysis.

Received 16 January 2024.

English version: [Moscow University Physics Bulletin](#). 2024. **79**, No 2. Pp. .

Сведения об авторах

1. Камерджиев Сергей Павлович — доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; e-mail: kaev@obninsk.com.
2. Шитов Михаил Игоревич — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; e-mail: schitov.mih@mail.ru.