

На правах рукописи

Орлин Вадим Николаевич

**МНОЖЕСТВЕННЫЕ ФОТОНУКЛОННЫЕ РЕАКЦИИ В
СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ
ПОРОГА РОЖДЕНИЯ МЕЗОНОВ**

Специальность 01.04.16 — физика атомного ядра и
элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2012

Работа выполнена в отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”.

Официальные оппоненты: **Наталья Семеновна Зеленская**

доктор физико-математических наук,
профессор, заведующая лабораторией
исследования ядерных процессов отдела
ядерных и космических исследований
НИИЯФ МГУ

Леонард Александрович Малов

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
лаборатории теоретической физики
им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ, Дубна

Юрий Михайлович Ципенюк

доктор физико-математических наук,
профессор, ведущий научный сотрудник
Института физических проблем
им. П.Л. Капицы РАН

Ведущая организация:

Институт ядерных исследований РАН,
117312, Москва, проспект 60-летия Октября, д. 7а

Защита состоится “ ” 201 г. в 15⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д501.001.77 на базе Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, дом 1, стр. 5, НИИЯФ МГУ, “корпус 19”, ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан “ ” 201 г.

Ученый секретарь совета Д501.001.77
доктор физико-математических наук,
профессор

Страхова С.И.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Диссертация посвящена теоретическому изучению фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах в широком энергетическом диапазоне: от нуклонного порога до порога рождения π -мезона. Актуальность данной темы обусловлена двумя обстоятельствами: во-первых, тем, что до сих пор не получено адекватного описания фотонуклонных реакций на ядрах с незамкнутыми оболочками в окрестности гигантского дипольного резонанса (ГДР), несмотря на то, что попытки в этом направлении продолжаются уже более шестидесяти лет, а, во-вторых, тем, что в области за гигантским дипольным резонансом возбужденные ядерные состояния распадаются главным образом с испусканием нескольких (до 10) фотонуклонов, в результате чего методы прямого детектирования нуклонов оказываются, по существу, неприменимыми.

Рассматриваемую энергетическую область можно условно разбить на две части: E_γ ниже и выше 40 МэВ. При низких энергиях γ -кванта, когда длина электромагнитной волны превышает размеры ядра, возбуждаются так называемые гигантские резонансы (ГР), представляющие коллективный отклик ядра на электромагнитное возмущение. Среди этих резонансов наибольший вклад в сечение фотопоглощения дает изовекторный гигантский дипольный резонанс (ИВГДР), открытый еще в 40-х годах прошлого века. В энергетической области $E_\gamma > 40$ МэВ коллективный отклик ядра играет незначительную роль, уменьшающуюся с ростом энергии γ -кванта, однако при этом не происходит передачи всей энергии возбуждения одному нуклону, что противоречило бы закону сохранения импульса. Возбужденный нуклон обменивается виртуальным пионом с соседним нуклоном, в результате чего возбуждается коррелированная протон-нейтронная пара, члены которой, разлетаясь в разные стороны, обеспечивают выполнение законов сохранения энергии и импульса. Этот механизм фотопоглощения называется квазидейтронным. Феноменологическая модель этого процесса впервые была предложена Левинджером [1].

Задача детального описания множественных фотонуклонных реакций остается пока нерешенной. Поэтому при расчете таких реакций обычно используют постулат Бора [2], считая, что ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. При этом полное сечение фотопоглощения представляется в виде суммы сечения образования ИВГДР, которое либо оценивается из экспериментальных данных либо вычисляется с помощью той или иной полумикроскопической модели, и феноменологического сечения квазидейтронного фотопоглощения. Последующий же распад составной системы описывается в рамках комбинации испарительной и предравновесной моделей фотонуклонных реакций.

Данная схема расчета множественных фотонуклонных реакций имеет ряд существенных недостатков. Так, в ней не учитывается вклад в сечения фотонуклонных реакций ГР, отличных от ИВГДР. Между тем имеются экспериментальные данные, указывающие на то, что в энергетической области $20 < E_\gamma < 40$ МэВ необходимо учитывать влияние изовекторного квадрупольного резонанса (ИВГКР) и первого обертона ИИГДР (ИВГДР2).

При описании фотонуклонных реакций требуется внести также ряд поправок в модель предравновесного распада и испарительную модель, позволяющих учесть специфику ГДР-канала реакции: коллективную природу входного $1p1h$ -состояния и влияние изоспиновых эффектов [3]. И то и другое оказывает существенное влияние на фотонуклонные реакции в области $E_\gamma < 30$ МэВ. Так, коллективизация входного $1p1h$ -состояния увеличивает время его жизни, и тем самым способствует вылету более энергичных первичных фотонуклонов, а сохранение изоспина приводит к тому, что $T_>$ -компонента ГДР распадается преимущественно по протонному каналу.

Цель диссертационной работы

К настоящему моменту создан ряд достаточно эффективных полумикроскопических и статистических моделей, описывающих разные этапы фотонуклонных реакций. Пришло время сделать следующий естественный

шаг: объединить эти модели в единый согласованный комплекс, позволяющий учесть все главные факторы влияющие на фотонуклонные реакции в энергетическом интервале от порога отделения нуклона до порога рождения пиона, начиная со стадии образования возбужденного состояния ядра и кончая распадом этого состояния с испусканием продуктов реакции.

Целью настоящей работы является разработка такой комбинированной модели и применение ее к описанию свойств множественных фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах (в том числе далеких от полосы β -стабильности) в энергетическом интервале от нуклонного порога до порога рождения мезонов.

Основные результаты, полученные в диссертации

1. В рамках модели двухкомпонентной ядерной жидкости впервые исследовано влияние квадрупольной деформации ядра не только на ИВГДР, но и на произвольные изовекторные EL -колебания. Получены универсальные кривые, описывающие зависимость энергии разных L_z -мод колебаний от параметра квадрупольной деформации δ для ИВГДР, ИВГКР и первого обертона ИВГДР (ИВГДР2), с помощью которых можно рассчитать деформационное расщепление этих резонансов. Показано, что деформация ядра влияет на ИВГДР2 значительно слабее, чем на основной резонанс ИВГДР.
2. Показано, что трансформация сферического оптического потенциала с глобальными параметрами, извлеченными из данных по нуклон-ядерному рассеянию, в сфероидальный потенциал позволяет использовать его для надежной оценки деформации ядер в основном состоянии в широком интервале значений массового числа ($10 \lesssim A \lesssim 240$), включая сферические, переходные и сильно деформированные ядра. Это позволяет выполнять расчеты фотонуклонных сечений для ядер, данные о деформации которых либо вообще отсутствуют, либо носят противоречивый характер.
3. При рассмотрении фотонуклонных реакций впервые были учтены мо-

ды фотовозбуждения ядра, отличные от ИВГДР и квазидейтронного механизма фотопоглощения: ИВГКР и первый оберто́н ИВГДР. Сравнение экспериментальных и вычисленных сечений реакции (γ, p) для тяжелых ядер свидетельствует о значительном влиянии на процессы фоторасщепления ИВГКР и ИВГДР2 в энергетической области $E_\gamma \sim 20\text{--}35$ МэВ.

4. Впервые при описании фотонуклонных реакций было учтено влияние изоспиновых эффектов как на стадии фотопоглощения, так и на стадии распада составной системы. Показано, что изоспиновые эффекты играют существенную роль в фотопротонном канале реакции, так как $T_{>}$ -компонента ИВГДР распадается преимущественно с испусканием протона.
5. Исследованы особенности фотонуклонных реакций для ядер далеких от полосы β -стабильности. С этой целью были вычислены сечения реакций $(\gamma, kp+ln)$ для всех изотопов олова ($^{101-135}\text{Sn}$), для которых известны пороги отделения протонов и нейтронов, в энергетическом интервале $2 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ. В рамках экситонной модели были впервые учтены коллективные свойства входных $1p1h$ -состояний для гигантских резонансов, что позволило проводить расчеты для нейтронно- и протонно-избыточных ядер, в которых имеет место сильная конкуренция между однонуклонными и многонуклонными распадами при сравнительно низких энергиях возбуждения ядра. Показано, что коллективизация входных состояний ГР существенно снижает выход многочастичных фотонуклонных реакций в области ИВГДР для ядер далеких от полосы β -стабильности. Установлено, что конкуренция между протонным и нейтронным каналами реакции в таких ядрах происходит в основном на стадии теплового равновесия: при испарении частиц.
6. Показано, что при фоторасщеплении изотопов олова с большим дефицитом нейтронов (таких, как $^{101-108}\text{Sn}$), имеющих низкие пороги отделения протонов, при всех энергиях возбуждения ядра доминиру-

ет, несмотря на подавляющий эффект кулоновского барьера, протонный канал распада. При фоторасщеплении изотопов олова с большим избытком нейтронов, имеющих низкие пороги отделения нейтронов, резко возрастает среднее число нейтронов, испускаемых за один акт реакции.

7. Установлено, что в средних и тяжелых ядрах значительная часть протонного выхода обусловлена распадом $T_{>}$ -компоненты ГДР, что свидетельствует о важности учета изоспиновых эффектов при описании протонного канала реакции.

Научная новизна работы

Впервые проведено теоретическое рассмотрение сечений многочастичных фотонуклонных реакций и проинтегрированных по углу энергетических спектров фотонуклонов для большой выборки средних и тяжелых ядер ($40 \lesssim A \lesssim 240$) в энергетическом интервале от порога отделения нуклона до порога рождения π -мезона. Существенно расширена область исследования: впервые рассмотрены ядра далекие от полосы β -стабильности. В традиционные модели, описывающие распад возбужденной ядерной системы: модель предравновесного распада и испарительную модель, внесены ряд поправок, позволяющих учесть коллективную природу входных $1p1h$ -состояний и изоспиновые эффекты. Обобщена деформационная модель Даноса-Окомото на случай произвольных изовекторных EL -колебаний ядра. Развита схема расчета деформации ядра, базирующаяся на глобальной оптической модели.

Практическая значимость работы

Практическая ценность расчетов множественных фотонуклонных реакций определяется тем, что в настоящее время соответствующие экспериментальные данные отсутствуют для большинства ядер. Между тем такие данные позволяют прогнозировать достижимые концентрации нейтронодефицитных ядер в различных мишенях, подвергнутых облучению интенсивными потоками высокоэнергичных фотонов, что необходимо, например, для прогнозирования радиационной обстановки на электронных

ускорителях с энергиями пучка $E_\gamma \gtrsim 30$ МэВ.

Результаты, полученные при изучении свойств ядер, удаленных от полосы β -стабильности, представляют несомненный интерес для астрофизики, а также могут быть использованы при разработке программ разрушения долгоживущих продуктов радиоактивных отходов, образующихся при работе ядерных реакторов.

Проведенное в диссертации исследование свойств множественных фотонуклонных реакций позволяет планировать результаты активационных экспериментов, что имеет практическое значение для развития методик создания радиофармпрепаратов в медицине.

Личный вклад автора

Автор разработал изложенную в диссертации "Комбинированную модель фотонуклонных реакций", а также выполнил все расчеты по ней в работах, опубликованных совместно с другими соавторами.

Достоверность результатов

Достоверность полученных в диссертации результатов подтверждается их согласием с фотонейтронными расчетами, выполненными в рамках известных программ GNASH и TALYS, а также надежным описанием имеющихся экспериментальных данных для средних и тяжелых ядер: сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций и энергетических спектров фотонуклонов при энергиях $E_\gamma \leq 140$ МэВ.

Апробация результатов

Материалы диссертации докладывались и обсуждались на научных семинарах НИИЯФ МГУ, а также на российских и международных конференциях, совещаниях и семинарах:

1. 53–59 (2003–2009 гг) Международные Совещания по Ядерной Спектроскопии и Структуре Атомного Ядра.
2. The International Conference "Nuclear Structure and Related Topics" (Dubna, June 13–17, 2006).
3. Восьмая Всероссийская научная конференция "Электронные библиотеки: перспективные методы и технологии, электронные коллекции",

Суздаль, Россия, 17–19 октября 2006 г.

4. International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22–27, 2007, Nice, France.
5. XII International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei (Moscow, September 17–20, 2009). Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences. Moscow, Russia.
6. LX International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS 2010 “Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies”, July 6–9, 2010, Saint-Petersburg, Russia.
7. LXII International Conference NUCLEUS 2012 “Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies”, June 25–30, 2012, Voronezh, Russia.
8. The International Conference “Nuclear Structure and Related Topics”, July 3–7, 2012, Dubna, Russia.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляют 194 страниц текста, включающих 66 рисунков, 3 таблицы и 186 ссылок на литературу.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обосновывается актуальность работы, прослеживается история развития фотоядерных исследований. Формулируется цель диссертационной работы. Показаны вклад автора в проведенное исследование, степень новизны и практическая значимость полученных результатов, а также перечислены этапы апробации диссертации и приведен список основных работ, опубликованных по ее теме.

В первой главе диссертации в рамках полумикроскопической модели колебаний (ПМК) описываются основные характеристики элетрического

изовекторного гигантского дипольного резонанса (ИВГДР), характеризуемого квантовыми числами $J = L = 1$, $S = 0$, $T = 1$, $T_z = 0$ и $\pi = -1$.

В ПМК пренебрегают конфигурационным расщеплением входных состояний в средних и тяжелых ядрах и используют для описания дипольных колебаний в сфероидальном ядре с фиксированным значением проекции орбитального момента $L_z \equiv M$ простой вибрационный гамильтониан [4, 5]

$$H_{\text{виб}}(M) = \sum_{\mu} \varepsilon_{M\mu} c_{M\mu}^+ c_{M\mu} + \frac{1}{2} \varkappa_M \sum_{\mu} F_{1M1\mu}^+ F_{1M1\mu}, \quad (1)$$

где \varkappa_M — константа диполь-дипольного взаимодействия;

$$F_{1M1\mu} = \sum_{k=1}^A (2t_{\mu} r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}))_k = f_{M\mu} c_{M\mu}^+ + (-1)^{M+\mu} f_{M-\mu} c_{-M-\mu} \quad (2)$$

— изовекторный оператор дипольного момента;

$c_{M\mu}^+$ — квазибозонный оператор рождения начального (входного) возбуждения $c_{M\mu}^+ |T_0 T_0\rangle$ (T_0 — изоспин основного состояния ядра-мишени) с орбитальным моментом $L = 1$ M и изоспином $\tau = 1$ μ , отвечающий группе одночастичных дипольных переходов с заполненных ($|\beta\rangle$) на незаполненные ($|\alpha\rangle$) состояния одночастичного потенциала с энергией перехода

$$\varepsilon_{M\mu} = \frac{\sum'_{\alpha,\beta} (\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta}) |\langle \alpha | 2t_{\mu} r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}) | \beta \rangle|^2}{\sum'_{\alpha,\beta} |\langle \alpha | 2t_{\mu} r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}) | \beta \rangle|^2} + \mu \left(V_1 \frac{N-Z}{2A} - E_{\text{кул}} \right) \quad (3)$$

Здесь ε_{β} — энергия повернутого в изоспиновом пространстве состояния $|\hat{\beta}\rangle \propto t_{\mu} |\beta\rangle$, так что разность $\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta}$ не содержит членов, обусловленных различием нейтронного и протонного потенциалов. Это различие учитывается вторым слагаемым в правой части соотношения (3), где $V_1 \sim 100$ МэВ — потенциал симметрии ядра и $E_{\text{кул}}$ — средняя кулоновская энергия одного протона.

Диагонализируя гамильтониан (1) с помощью канонического преобразования

$$\hat{c}_{M\mu}^+ = X_{M\mu} c_{M\mu}^+ - Y_{M\mu} c_{-M-\mu}, \quad (4)$$

найдем энергии $\hat{\varepsilon}_{M\mu}$ и амплитуды вероятности возбуждения $\hat{f}_{M\mu}$ нормальных мод колебаний $\hat{c}_{M\mu}^+ |T_0 T_0\rangle$.

Колебания с $\mu = 0$ отвечают обычному фоторезонансу. Они генерируются дипольными переходами с $\Delta T_z = 0$. Моды $\mu = \pm 1$ отвечают зарядово-обменным колебаниям нуклонной системы, при которых один протон превращается в нейтрон или наоборот ($\Delta T_z = \pm 1$).

Параметрами модели являются одночастичные энергии ε_α и состояния $|\alpha\rangle$, константы $\varkappa_{|M|}$, отвечающие колебаниям вдоль ($|M| = 0$) и перпендикулярно ($|M| = 1$) к оси симметрии ядра, потенциал симметрии V_1 , параметр квадрупольной деформации ядра δ и кулоновская энергия $E_{\text{кул}}$. Последняя, впрочем, не влияет на результаты вычислений в нейтральном фотоядерном канале.

Для расчета одночастичных состояний использовался деформированный потенциал Нильссона [6]. Константы \varkappa_1, \varkappa_0 варьировались таким образом, чтобы для выбранного значения параметра δ правильно воспроизводились деформационное расщепление ГДР, определяемое формулой Даноса-Окомото [7, 8], и его энергетическое положение. Энергия ГДР оценивалась с помощью гидродинамической формулы, учитывающей влияние на дипольные колебания диффузности ядерной поверхности [9]:

$$E_{\text{дин}} \approx 86 \sqrt{(1 + \pi^2 \xi^2)/(1 + 10\pi^2 \xi^2/3 + 7\pi^4 \xi^4/3)} A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad (5)$$

где $\xi = a/R_0$, $a \approx 0.55 \text{ Фм}$ и $R_0 \approx 1.07 A^{-1/3} \text{ Фм}$.

Эта формула удовлетворительно (с погрешностью $\pm 0.2 \text{ МэВ}$) описывает положение ГДР в массовой области $12 \leq A \leq 250 \text{ МэВ}$. Таким образом в рассматриваемой модели остается только один свободный параметр — параметр деформации δ , который можно оценить из данных об электрических статических квадрупольных моментах [10] либо вычислить теоретически (см. главу 3).

В длиноволновом приближении интегральное сечение электрического изовекторного поглощения мультипольности $J = L, S = 0, T = 1, T_z = 0$ и $\pi = (-1)^L$ для достаточно узкого резонанса $|\alpha\rangle$ можно представить в виде

$$\sigma_{\text{инт}}(EL, \alpha) = \frac{2\pi^3 e^2}{(\hbar c)^{2L-1}} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} E_{\text{рез}}^{2L-1} \sum_M |\langle \alpha, M | F_{LM10}(E_{\text{рез}}) | 0 \rangle|^2, \quad (6)$$

где индуцированное вибрационное поле $F_{LM10}(E_{\text{рез}})$ есть $(\mu=0)$ -компонента изовекторного момента

$$F_{LM1\mu}(E_{\text{рез}}) = \sum_{i=1}^A \left[2t_{\mu} \left(1 - \frac{k_{\text{рез}}^2 r^2}{2(2L+3)} + \dots \right) r^L Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}) \right]_i, \quad (7)$$

$E_{\text{рез}}$ — энергия резонанса, $k_{\text{рез}} = E_{\text{рез}}/(\hbar c)$ — переданный ядру импульс.

Основным модам колебаний отвечает первое слагаемое в (7). Подставляя в выражение (6) величины $\hat{\epsilon}_{M0}$ и \hat{f}_{M0} найдем интегральное сечение ИВГДР:

$$\sigma_{\text{инт}}(E1) \approx (1 + \alpha) 6 \frac{A}{4} \approx (1 + \alpha) 6 \frac{NZ}{A} \text{ МэВФм}^2, \quad (8)$$

где учтено влияние зависимости ядерного взаимодействия от скоростей нуклонов (с помощью дополнительного множителя $(1 + \alpha)$, $\alpha \sim 0.3$), а также влияние ядерной отдачи при $N \neq Z$.

Изоспиновое расщепление ИВГДР. Состояния $|\Psi_{M\mu}\rangle$ с $\mu = 0, -1$ содержат компоненты с различными значениями изоспина T . В частности, состояния $|\Psi_{M0}\rangle$, отвечающие фоторезонансам, содержат компоненты с изоспинами $T_{<} \equiv T_0$ и $T_{>} \equiv T_0 + 1$:

$$|\Psi_{M0}\rangle = g_M(T_0) |\Psi_{M0}(T_0 T_0)\rangle + g_M(T_0 + 1) |\Psi_{M0}(T_0 + 1 T_0)\rangle, \quad (9)$$

где $|\Psi_{M0}(T_0 T_0)\rangle$ и $|\Psi_{M0}(T_0 + 1 T_0)\rangle$ — нормированные волновые функции, описывающие состояния с $T = T_0$, $T_z = T_0$ и $T = T_0 + 1$, $T_z = T_0$, соответственно.

Будем считать, что состояния $|\Psi_{M0}(T_0 T_0)\rangle$ и $|\Psi_{M0}(T_0 + 1 T_0)\rangle$ характеризуют $T_{<}$ - и $T_{>}$ -пики, на которые расщепляется фоторезонанс $|\Psi_{M0}\rangle$. Используя обычную технику поворотов в изоспиновом пространстве с помощью взаимно сопряженных операторов $T_{\pm} = T_x \pm iT_y$, меняющих z -проекцию изоспина состояния на ± 1 , найдем

$$|\Psi_{M0}(T_0 + 1 T_0 + 1)\rangle = \frac{1}{g_M(T_0 + 1) \sqrt{2(T_0 + 1)}} T_+ \hat{c}_{M0}^+ |T_0 T_0\rangle. \quad (10)$$

Откуда следует, что

$$g_M^2(T_0 + 1) = \frac{1}{2(T_0 + 1)} \langle T_0 T_0 | [\hat{c}_{M0}, T_-] [T_+, \hat{c}_{M0}^+] | T_0 T_0 \rangle = \frac{1}{T_0 + 1} \frac{f_{M,+1}^2}{f_{M0}^2} X_{M0}^2. \quad (11)$$

Состояние (10) получается из состояния $|\Psi_{M0}(T_0 + 1T_0)\rangle$ поворотом в изоспиновом пространстве. Его энергия отличается от энергии последнего только из-за изменения кулоновской энергии ядра при превращении протона в нейтрон. Учитывая это обстоятельство найдем

$$\begin{aligned} E_{M0}(T_0+1) &= \langle \Psi_{M0}(T_0+1) | \sum_{\mu} \hat{\varepsilon}_{M\mu} \hat{c}_{M\mu}^+ \hat{c}_{M\mu} | \Psi_{M0}(T_0+1) \rangle = \\ &= (\hat{\varepsilon}_{M,+1} + E_{\text{кул}}) X_{M,+1}^2 \end{aligned} \quad (12)$$

Так как $g_M^2(T_0) + g_M^2(T_0 + 1) = 1$, то соотношения (11) и (12) позволяют разделить ГДР на $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компоненты.

Во второй главе диссертации рассмотрено полумикроскопическое описание ИВГКР и первого обертона ИВГДР (ИВГДР2), а также деформационное расщепление произвольных электрических изовекторных ГР в сфероидальных ядрах.

В сферических ядрах использование ПМК, базирующейся на сферическом гармоническом осцилляторе, приводит к следующим выражениям для энергии и осцилляторной силы изовекторного EL -фоторезонанса:

$$\hat{\varepsilon}_L = \sqrt{\varepsilon_L^2 + 2\kappa_L \varepsilon_L f_L^2}, \quad (2L+1)\hat{\varepsilon}_L \hat{f}_L^2 = (2L+1)\varepsilon_L f_L^2 = S_{\text{класс}}(EL), \quad (13)$$

где $\varepsilon_L = L\hbar\omega$ — энергия входного возбуждения; $\hbar\omega \approx 41A^{-1/3}$ — энергия кванта осцилляторного поля; $\hat{\varepsilon}_L \equiv E_{\text{рез}}(EL)$ — энергия EL -резонанса; f_L^2 и \hat{f}_L^2 — вероятности возбуждения одной из L_z -компонент, вырожденных по энергии, входной и нормальной мод EL -колебаний;

$$\kappa_L = \frac{\pi V_1}{A \langle r^{2L} \rangle} \quad (14)$$

— константа L -мультиполь- L -мультипольных сил [4] и

$$S_{\text{класс}}(EL) = \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} A \langle r^{2L-2} \rangle \quad (15)$$

— классическое правило сумм осцилляторных сил для EL -колебаний [4].

Чтобы получить реалистическое значение энергии $E_{\text{рез}}(EL)$, нормируем величину V_1 , через которую выражаются константы κ_L , по энергии $E_{\text{рез}}(E1) \equiv E_{\text{дип}}$, следующей из формулы (5):

$$V_1 = \frac{4m}{3\hbar^2} [(E_{\text{дип}}^2 - (\hbar\omega)^2] \langle r^2 \rangle. \quad (16)$$

С помощью соотношений (6), (13)–(16) в диссертации получены простые аналитические формулы для энергии и интегрального сечения ИВГКР:

$$E_{\text{рез}}(E2) \approx 9.12 (80.8 + V_1)^{1/2} A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad (17)$$

$$\sigma_{\text{инт}}(E2) \approx (1 + \alpha) 5.68 \cdot 10^{-6} E_{\text{рез}}^2(E2) A^{5/3} \text{ Фм}^2 \text{ МэВ}. \quad (18)$$

Обертон ИВГДР2 обусловлен $3\hbar\omega$ -одночастичными переходами, вызываемыми членом пропорциональным $r^3 Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}})$ в вибрационном поле $F_{1M10}(E_{\text{рез}})$ (см. (7)). Этот член, однако, приводит и к низкоэнергичным $1\hbar\omega$ -возбуждениям. Чтобы отделить высокоэнергичные колебания от низкоэнергичных, используем в качестве пробного поля [11]

$$\mathcal{F}_{1M10}(\eta) = \sum_{i=1}^A (2t_z(\eta - r^2) r Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}))_i, \quad (19)$$

где константу η выберем так, чтобы сумма осцилляторных сил, отвечающих нижнему резонансу, была минимальна.

В сферическом ядре колебания с $M = 0$, исчерпывающие $1/3$ суммы осцилляторных сил, могут быть приближенно описаны с помощью гамильтониана

$$H = \hbar\omega c_1^+ c_1 + 3\hbar\omega c_2^+ c_2 + \frac{1}{2} \varkappa(\eta) \mathcal{F}_{1010}(\eta) \mathcal{F}_{1010}^+(\eta), \quad (20)$$

где c_k^+ — квазибозонные операторы рождения входных состояния $c_k^+ |0\rangle$ ($k = 1, 2$) для низкоэнергичных и высокоэнергичных переходов и

$$\varkappa(\eta) = \frac{\pi V_1}{A [\eta^2 \langle r^2 \rangle - 2\eta \langle r^4 \rangle + \langle r^6 \rangle]}, \quad (21)$$

— константа мультиполь-мультипольного взаимодействия.

Диагонализируя гамильтониан (20) найдем энергии и амплитуды вероятности для нормальных мод колебаний $\hat{c}_k^+ |0\rangle$, $k = 1, 2$. ИВГДР2 отвечает такому выбору параметра η , при котором практически вся сила $\mathcal{F}_{1M10}(\eta)$ -переходов сосредоточивается во верхнем резонансе $|\text{обер}\rangle = \hat{c}_2^+ |0\rangle$. Для ядра ^{208}Pb это достигается при значении $\eta = 51.6 \text{ Фм}^2$. При этом энергия $E_{\text{обер}} = 32.5 \text{ МэВ}$. Подставляя полученное состояние $|\text{обер}\rangle$ в формулу

(6), найдем, учитывая второй член разложения оператора $F_{1M10}(E_{\text{обер}})$ (и корректирующий множитель $(1 + \alpha)$) интегральное сечение ИВГДР2.

Деформационное расщепление электрических изовекторных ГР.

В модели двухкомпонентной ядерной жидкости изовекторные колебания трактуются как вибрации возмущения разности плотностей нейтронной и протонной жидкостей $\rho_1(\mathbf{r}) = \delta(\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r}))$, удовлетворяющие волновому уравнению

$$\nabla^2 \rho_1 + k^2 \rho_1 = 0, \quad \left. \frac{\partial \rho_1}{\partial n} \right|_{\text{поверх}} = 0, \quad (22)$$

где $k = E/(\hbar u)$ — волновое число, E — энергия, $u \approx \sqrt{V_1/(2m)}$ — скорость распространения поляризационных колебаний в ядре и $\left. \frac{\partial \rho_1}{\partial n} \right|_{\text{поверх}}$ — производная от ρ_1 по направлению нормали к ядерной поверхности.

При умеренных отклонениях от сферической симметрии решения этого уравнения $\rho_1'(\mathbf{r})$ можно рассматривать как возмущения решений $\rho_1(\mathbf{r}) = j_L(k_{nL}r)Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}})$ для сферического ядра (k_{nL} — собственные значения волнового вектора для данного значения орбитального момента L).

В аксиально-симметричном ядре (с осью симметрии z) решения, отвечающие разным значениям квантового числа $M \equiv L_z$ будут расщепляться по энергии $E'_{nLM} = u \hbar k'_{nLM}$, где u — скорость распространения поляризационных колебаний.

Используя интегральную теорему Грина, можно показать, что при $|\delta| \lesssim 0.5$

$$k'^2_{nLM} \int_{r < R(\theta)} |\rho_1|^2 dV \approx \int_{r < R(\theta)} |\nabla \rho_1|^2 dV. \quad (23)$$

где $R(\theta)$ — функция, описывающая поверхность сфероида.

Данное соотношение было использовано для оценки деформационного расщепления ИВГДР, ИВГДР2 и ИВГКР. На приводимых ниже рисунках показано, как изменяется отношение энергий E'_{nLM}/E_{nL} в зависимости от величины параметра деформации δ . Для всех рассмотренных колебаний выполняется соотношение $\sum_M E'_{nLM}/L \approx E_{nL}$ при $-0.3 \leq \delta \leq 0.4$, что свидетельствует о равномерном распределении осцилляторной силы по всем M -модам резонанса.

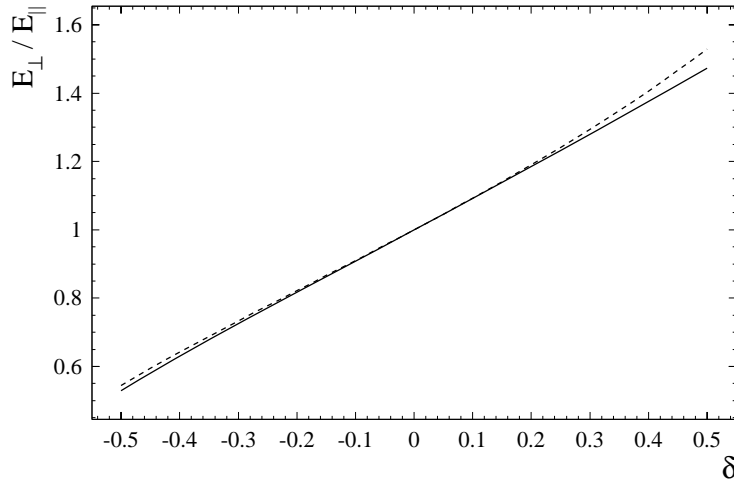


Рис.1. Отношение энергий поперечной и продольной мод колебания ИВГДР для разных значений параметра квадрупольной деформации ядра δ . Сплошная кривая — расчет по формуле (23), штриховая кривая — расчет [7, 8]

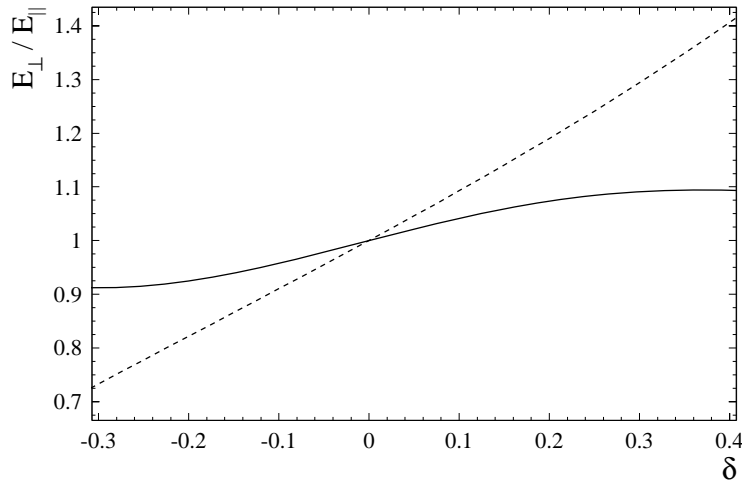


Рис.2. Отношение энергий поперечных и продольных дипольных колебаний для ИВГДР2 (сплошная кривая) и ИВГДР (штриховая кривая) как функция параметра деформации δ .

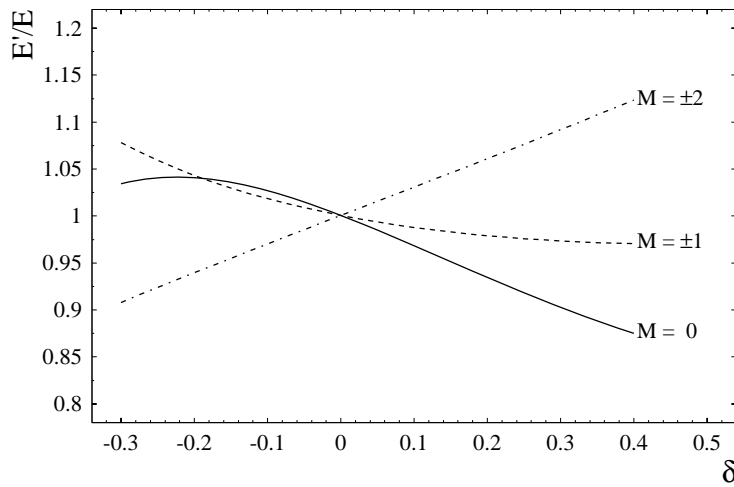


Рис.3. Зависимость отношения энергии изовекторных квадрупольных колебаний в сфероидальном ядре (E') к энергии таких колебаний в сферическом ядре (E) от величины параметра деформации δ для разных значений проекции M орбитального момента L .

В третьей главе диссертации описывается метод оценки квадрупольной деформации атомных ядер с помощью глобального оптического потенциала.

Форма ядерной поверхности оказывает существенное влияние на структуру гигантских резонансов. При ее теоретическом описании обычно используют один из двух подходов: либо проводят вычисления среднего самосогласованного поля типа Скирма–Хартри–Фока, либо вводят некоторый модельный анизотропный оболочечный потенциал и находят равновесную деформацию ядра, минимизируя сумму одночастичных энергий нуклонов $E_{\text{одн}}$.

В настоящей работе при конструировании такого потенциала за основу был выбрана реальная часть глобального сферического оптического потенциала из работы [12], экстраполированного к средней энергии нуклона на поверхности Ферми $\bar{\varepsilon} \approx -8$ МэВ:

$$\text{Re}[V_{\text{опт}}(r, \bar{\varepsilon})] = -U_1(\bar{\varepsilon})f_1(r) + 4U_2 \frac{1}{r} \frac{df_2(r)}{dr} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} + V_{\text{кул}}(r), \quad (24)$$

где

$$f_i(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]} \quad (25)$$

— радиальные формфакторы Вудса–Саксона для ядерного и спин-орбитального взаимодействий ($R_i = r_i A^{1/3}$, $i = 1, 2$), $V_{\text{кул}}$ — кулоновский потенциал равномерно заряженного шара радиуса $R_{\text{кул}}$; $U_1(\bar{\varepsilon})$, U_2 , r_1 , r_2 , a_1 , a_2 , $R_{\text{кул}}$ — параметры глобальной оптической модели Рапапорта.

Если толщина диффузного слоя ядерной поверхности мала по сравнению с радиусом ядра, то трансформацию глобального сферического потенциала (24) к глобальному сфероидальному потенциалу можно совершить, заменяя сферический кулоновский потенциал $V_{\text{кул}}(r)$ на потенциал $V_{\text{кул}}(r, \theta)$ и изотропные формфакторы $f_i(r) = \{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]\}^{-1}$ на анизотропные формфакторы

$$\hat{f}_i(r, \theta) = \{1 + \exp[(r - \hat{R}_i(\theta))/\hat{a}_i(\theta)]\}^{-1} \quad (26)$$

с соблюдением условий сохранения объема деформируемого потенциала и постоянства его градиента на ядерной поверхности:

$$(\text{grad } \hat{f}_i)_{r=\hat{R}_i(\theta)}^2 = (\text{grad } f_i)_{r=R_i}^2 = \frac{1}{16a_i^2}. \quad (27)$$

Вычисление одночастичных состояний для сфероидального потенциала конечной глубины представляет, вообще говоря, сложную математическую проблему. Однако при вычислении равновесной деформации ядра требуются только заполненные (в основном состоянии) одночастичные орбитали. Это — связанные состояния, поэтому их можно аппроксимировать конечным набором связанных ортонормированных функций.

Мы использовали при диагонализации сфероидального глобального гамильтониана усеченный осцилляторный базис функций Нильссона [6]. Максимальное осцилляторное число N_0 , при котором обрывался базис, определялось условием $N_0 = N_{\text{вал}} + 6$, где $N_{\text{вал}}$ — осцилляторное число валентной оболочки ядра.

Равновесная деформация ядра δ определялась по минимуму функции

$$E_{\text{одн}}(\delta) = \sum_{i=1}^A \varepsilon_i(\delta), \quad (28)$$

где $\varepsilon_i(\delta)$ — вычисленные энергии одночастичных состояний в сфероидальном потенциале.

Данная процедура игнорирует влияние на форму ядра спаривательных (и других) остаточных сил. Чтобы учесть в какой-то мере этот эффект, суммирование в (28) производилось так, чтобы воспроизводились экспериментальные значения четности π и спина J ядра (предполагалось, что в основном состоянии спин J равен своей проекции на ось симметрии ядра $K = \sum_{i=1}^A \Omega_i$).

Конкретные расчеты показывают, что построенный глобальный сфероидальный потенциал может быть с успехом использован для оценки деформации ядер в основном состоянии в широком интервале значений массового числа ($10 \lesssim A \lesssim 240$), включая сферические, переходные и сильно деформированные ядра. Это иллюстрирует приводимая ниже небольшая таблица, где теоретические значения параметра δ сравниваются с его оценками, извлеченными из данных о статических квадрупольных моментах Q низколежащих уровней ядер.

Таблица. Квадрупольная деформация ядер

Ядро	$E_{\text{возб}}$, МэВ	J^π	Q , $\Phi_{\text{М}^2}$	dQ , $\Phi_{\text{М}^2}$	Оценки параметра δ	
					по Q	данная работа
^{11}B	0.00	3/2 ⁻	4.07	0.03	0.498	0.276
^{24}Mg	1.37	2 ⁺	-17.30	1.10	0.425	0.429
^{28}Si	1.78	2 ⁺	16.70	1.20	-0.326	-0.346
^{32}S	2.23	2 ⁺	-14.80	2.10	0.237	0.202
^{33}S	0.00	3/2 ⁺	-7.40	1.40	-0.167	-0.118
^{54}Cr	0.83	2 ⁺	-21.00	8.00	0.172	0.235
^{55}Mn	0.00	5/2 ⁻	32.00	2.00	0.199	0.233
^{56}Fe	0.85	2 ⁺	-21.00	8.00	0.156	0.201
^{85}Sr	0.00	9/2 ⁺	28.90	2.90	0.062	0.071
^{91}Zr	0.00	5/2 ⁺	-20.60	1.00	-0.061	-0.021
^{109}Sn	0.00	5/2 ⁺	31.00	10.00	0.066	0.107
^{123}Sb	0.00	7/2 ⁺	-49.00	5.00	-0.072	-0.055
^{135}Xe	0.00	3/2 ⁺	21.40	0.70	0.065	0.092
^{146}Nd	0.45	2 ⁺	-78.00	9.00	0.142	0.141
^{159}Eu	0.00	5/2 ⁺	266.00	30.00	0.350	0.298
^{160}Gd	0.08	2 ⁺	-208.00	4.00	0.335	0.296
^{165}Ho	0.00	7/2 ⁻	339.00	34.00	0.313	0.299
^{182}Ta	0.00	3 ⁻	260.00	30.00	0.231	0.221
^{186}W	0.12	2 ⁺	-160.00	30.00	0.202	0.181
^{185}Pt	0.00	9/2 ⁺	385.00	50.00	0.242	0.253
^{229}Ra	0.00	5/2 ⁺	310.00	20.00	0.229	0.178
^{235}U	0.00	7/2 ⁻	457.00	161.00	0.243	0.246
^{241}Am	0.00	5/2 ⁻	380.00	120.00	0.251	0.252

В четвертой главе диссертации формулируется комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР).

При описании множественных фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах в настоящей работе используется предположение Бора, согласно которому ядерные реакции могут быть приближенно разбиты на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. Таким образом, чтобы описать различные фотонуклонные реакции, возникающие при поглощении ядром фотона с энергией E_γ , необходимо: 1) вычислить сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{пог}}(E_\gamma)$ и 2) рассмотреть возможные процессы эмиссии нуклонов при данной энергии возбуждения ядра-мишени.

В диссертации для решения этих задач используется комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР), которая включает в себя: 1)

рассмотренную ранее полумикроскопическую модель колебаний (ПМК), 2) квазидейтронную модель фотопоглощения (КДМ), 3) экситонную модель (ЭМ) и 4) испарительную модель (ИМ).

Четыре составляющие КМФР охватывают все стадии фотонуклонной реакции: от поглощения γ -кванта до вылета нуклона. Однако простое механическое объединение этих моделей невозможно. Прежде необходимо решить три проблемы: оценить ширины ГР, описываемых ПМК, без чего невозможно построить на их основе сечения фотопоглощения; затем надо учесть в рамках экситонной и испарительной модели изоспиновые эффекты, что играет существенную роль при описании фотопротонного канала реакции в области ГДР и, наконец, надо согласовать коллективные аспекты входных $1p1h$ -дипольных состояний со статистическим характером экситонной модели предравновесного распада, благодаря чему появляется возможность использовать КМФР для описания фоторасщепления экзотических ядер, далеких от полосы β -стабильности. После решения этих проблем получается модель с унифицированным набором параметров, извлекаемых из параметров составляющих ее компонент, позволяющая описывать множественные фотонуклонные реакции на средних и тяжелых ядрах в энергетической области ниже порога рождения мезонов.

Полное сечение фотопоглощения определялось, как сумма сечений ГР, которые аппроксимировались лоренцевыми кривыми, и сечения квазидейтронного фотопоглощения.

Ширины ГР определялись с помощью экситонной модели.

Для ИВГДР получена полуэмпирическая формула, учитывающая уменьшение на периферии ядра плотности $2p2h$ -состояний, на которые может распадаться дипольное возбуждение:

$$\Gamma_{\text{дип}} \approx 0.0293 \left[1 - 3\xi(1 + \pi^2\xi^2/3)/(1 + \pi^2\xi^2) \right] / (1 + \pi^2\xi^2) E_{\text{дип}}^2, \text{ МэВ}, \quad (29)$$

где $\xi \equiv a/R_0$, $a \approx 0.55 \text{ Фм}$ и $R_0 \approx 1.07A^{-1/3} \text{ Фм}$.

Квазидейтронная модель фотопоглощения.

При $E_\gamma \gtrsim 40 \text{ МэВ}$ начинает доминировать механизм квазидейтронного (КД) фотопоглощения. Модель этого процесса впервые была раз-

работана Левинджером [1]. В КМФР используется усовершенствованный вариант этой модели [13], в котором в рамках модели ферми-газа учтено влияние блокинг-эффекта Паули на возбуждение коррелированной протон-нейтронной пары внутри ядра.

Экситонная и испарительная модели.

Процесс испускания фотонуклонов из средних и тяжелых ядер можно приблизительно разбить на две стадии: предравновесную и испарительную.

На предравновесной стадии основную роль играют процессы диссипации энергии возбуждения ядра за счет рождения все новых и новых частично-дырочных пар и эмиссии нуклонов из промежуточных m -экситонных состояний. В конечном счете вероятности рождения и аннигиляции пар уравниваются и либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер устанавливается тепловое равновесие, после чего начинается процесс испарения нуклонов, который может быть описан в рамках испарительной модели.

Предравновесная эмиссия нуклонов сходит на нет задолго до установления равновесия поэтому при ее описании мы будем пренебрегать обратными ($m \rightarrow m - 2$) переходами, связанными с аннигиляцией частично-дырочных пар.

Вследствие эмиссии нуклонов экситонные состояния образуются в различных ядрах. Введем числа dp , dn , указывающие сколько предравновесных протонов и нейтронов вылетело из ядра-мишени $\{Z, N\}$ до того, как возникло m -экситонное состояние с энергией возбуждения U . И обозначим через $P(U; dp, dn, m)$ — плотность вероятности образования такого состояния.

Плотности вероятности $P(U; dp, dn, m)$ можно вычислить, используя рекуррентное соотношение, которое связывает их с вероятностями образования экситонных состояний на более ранних стадиях предравновесного процесса. В этом соотношении используются обычные формулы [14] для плотности вероятности распада в единицу времени m -экситонного состояния с испусканием нуклона типа k (протона или нейтрона) с кинетической

энергией $\varepsilon = E - U - B_k(dp, dn)$:

$$\lambda_k(\varepsilon, E; dp, dn, m) = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_k^{\text{обр}}(\varepsilon; dp, dn) \frac{\omega(U; dp + \delta_{kp}, dn + \delta_{kn}, m-1)}{\omega(E; dp, dn, m)}, \quad (30)$$

и для скорости внутриядерных переходов $m \rightarrow m + 2$:

$$\hbar \Gamma^\downarrow(E; dp, dn, m) = 2\pi M^2 \omega_+(E; dp, dn, m) \quad (31)$$

($\Gamma^\downarrow(E; dp, dn, m)$ — спредовая ширина состояния $|E, dp, dn, m\rangle$).

Испарительные процессы рассматривались в рамках модели Вайскопфа–Эвина с плотностями уровней $w(E; dp, dn)$, даваемыми композиционной формулой Гильберта и Камерона [15], сводящейся при малых энергиях возбуждения ядра к формуле для постоянной ядерной температуры и при больших энергиях возбуждения к ферми-газовой функции.

Функции $\mathcal{P}(U; dp, dn)$, описывающие плотность вероятности достижения равновесного состояния в ядре $\{Z - dp, N - dn\}$ при энергии U , могут быть найдены с помощью рекуррентного соотношения, аналогичного соотношению для функций $P(U; dp, dn, m)$.

Используя функции $P(U; dp, dn, m)$ и $\mathcal{P}(U; dp, dn)$ можно рассчитать такие характеристики фоторасщепления ядра, как фотонуклонные реакции с испусканием произвольного числа нуклонов и проинтегрированные по углу энергетические спектры фотонуклонов, а также разделить вклады, обусловленные предравновесными и испарительными процессами.

Учет изоспиновых эффектов

При рассмотрении ГДР-канала фотонуклонных реакций необходимо учитывать влияние изоспиновых эффектов, так как $T_>$ -компонента ГДР распадается преимущественно путем испускания протонов.

Изоспиновые эффекты могут быть учтены путем модификации для нейтронного $T_>$ -канала реакции плотностей экситонных ($\omega(U; dp, dn, m)$) и полных ($w(U; dp, dn)$) состояний конечного ядра, образующегося после вылета нуклона, с помощью замены $U \rightarrow U - \Delta_T(dp, dn)$, где $\Delta_T(dp, dn)$ — энергия возбуждения первого уровня ядра $\{Z - dp, N - dn\}$ с изоспином на единицу больше, чем изоспин основного состояния этого ядра.

Данные замены позволяют учесть уменьшение плотностей $T_{>}$ -состояний по сравнению с полными плотностями за счет их энергетического сдвига вверх на величину $\sim \Delta_T(dp, dn)$. Заметим, что необходимо изменить только плотности конечных состояний, так как в нейтронном $T_{>}$ -канале реакции плотности начальных состояний и сечение $\sigma_n^{\text{обп}}(\varepsilon; dp, dn)$ уменьшаются в одинаковой мере по сравнению с их полными значениями.

Влияние изоспиновых эффектов иллюстрирует рис. 4.

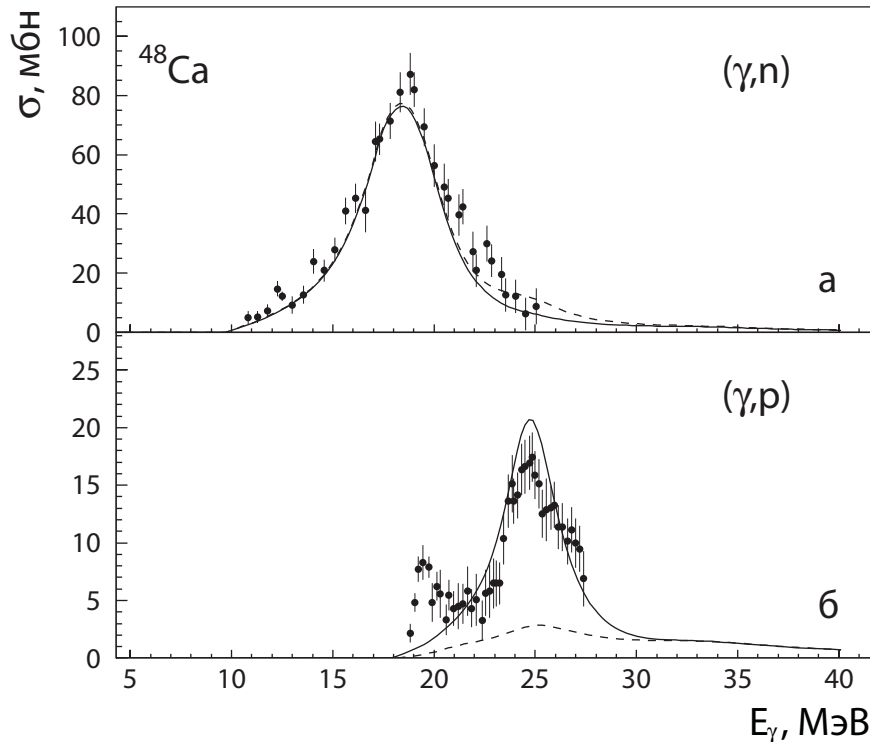


Рис. 4. Расчет сечений реакций (γ, n) и (γ, p) для ядра ^{48}Ca с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) поправок на изоспиновые эффекты. Эксперимент — [16].

Учет коллективных эффектов

Коллективные дипольные состояния сильно взаимодействуют с вибрациями ядерной поверхности, в результате чего они распадаются в основном на коллективные $2p2h$ -состояния типа “дипольный фонон + поверхностный квадрупольный фонон”. Это приводит к тому, что в начальных внутриядерных переходах максимальная энергия рассеиваемой частицы или дырки уменьшается (по сравнению с энергией возбуждения E) на величину коллективного дипольного сдвига $\Delta_{\text{колл}}$, что вызывает уменьшение спредовой ширины дипольного состояния (см. формулу (31)). Учитывая, что степень коллективизации входного $1p1h$ -состояния посте-

пенно падает по мере удаления от максимума резонанса, примерно, как $R(E) = \sigma_{\text{ГДР}}(E)/\sigma_{\text{ГДР}}(E_{\text{дип}})$, получим следующую оценку для спредовой ширины входного $1p1h$ -состояния

$$\Gamma^\downarrow(E; 0, 0, 2) = 2\pi M^2 \omega_+(E - R(E)\Delta_{\text{колл}}; 0, 0, 2). \quad (32)$$

Коллективизация входных $1p1h$ -состояний существенно снижает выход многочастичных фотонуклонных реакций в области ИВГДР для ядер далеких от полосы β -стабильности.

В пятой главе диссертации КМФР была использована для исследования особенностей фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах в энергетическом интервале от нуклонного порога до порога рождения мезонов.

Проведено сравнение вычисленных и экспериментальных фотонуклонных сечений для представительной выборки ядер с $40 \leq A \leq 235$. Для каждого из рассмотренных ядер приведены наиболее значимые вычисленные сечения в энергетическом интервале $7 \lesssim E_\gamma \lesssim 140$ МэВ. Выполнено несколько расчетов проинтегрированных по углу фотопротонных и фотонейтронных энергетических спектров с указанием вклада в них испарительных и предравновесных частиц. При наличии экспериментальных данных проводилось сравнение вычисленных и теоретических спектров.

Обсуждение результатов расчетов иллюстрируют 47 рисунков и одна таблица.

Влияние величины нейтронного избытка.

Чтобы проследить, как меняются характерные особенности различных фотонуклонных сечений при переходе от нейтронно-дефицитных к нейтронно-избыточным ядрам, были вычислены фотонуклонные сечения в энергетическом интервале $2 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ для всех изотопов олова ($^{101-135}\text{Sn}$), для которых известны пороги отделения протонов и нейтронов.

Как отмечалось ранее, для ядер далеких от полосы β -стабильности важно учитывать коллективную природу входного дипольного состояния. Это иллюстрирует рис. 5.

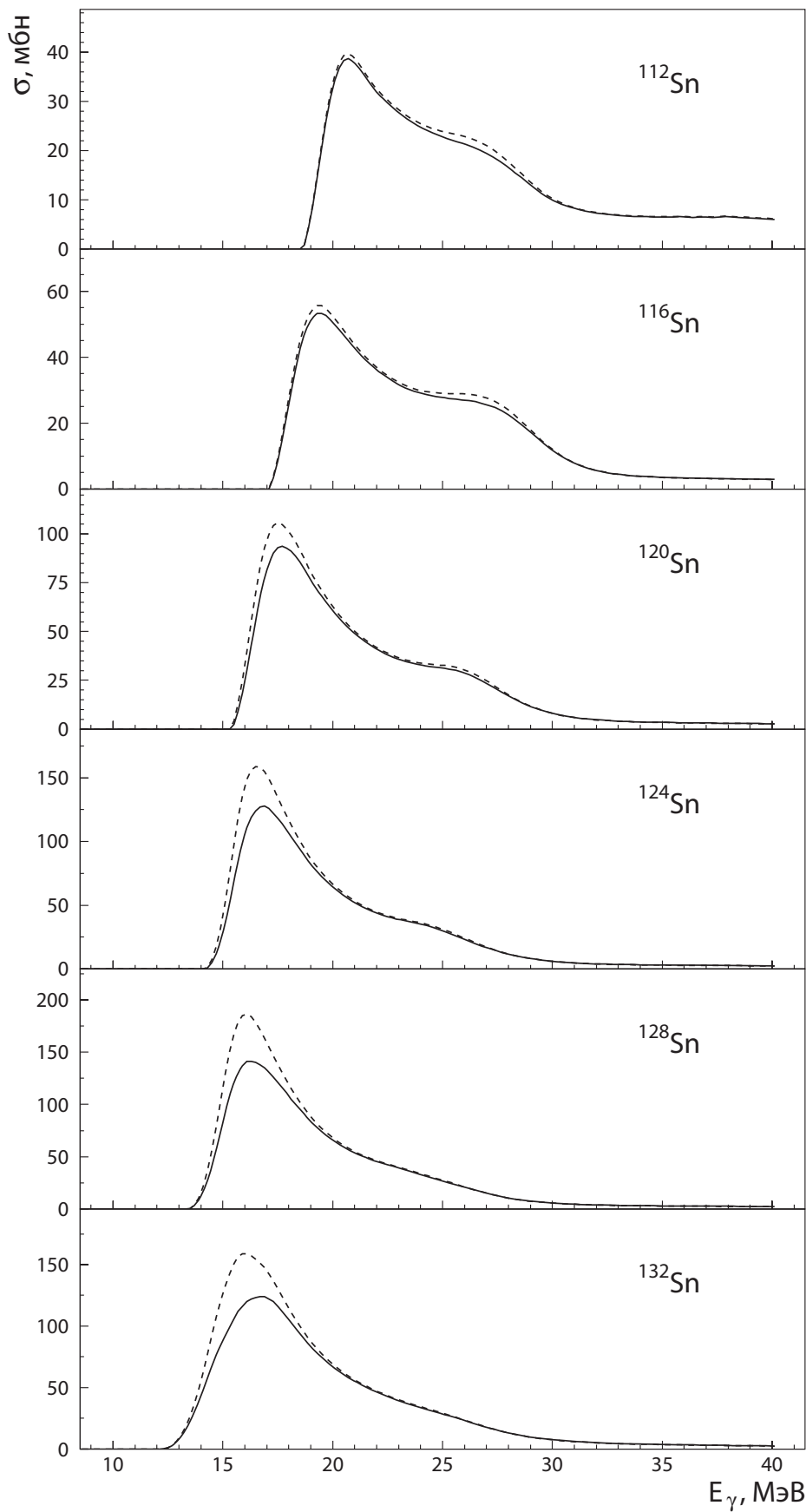


Рис. 5. Влияние коллективных эффектов на результаты расчета сечения реакции $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n+p)$ для изотопов олова с $A = 112, 116, 120, 124, 128, 132$. Сплошная кривая — расчет с учетом коллективных эффектов, штриховая — без учета этих эффектов.

Как видно из этого рисунка, при увеличении нейтронного избытка максимум сечения реакции $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n+p)$ сдвигается в сторону максимума ГДР, что приводит к переоценке выхода этой реакции, если не учитываются коллективные свойства входного дипольного состояния.

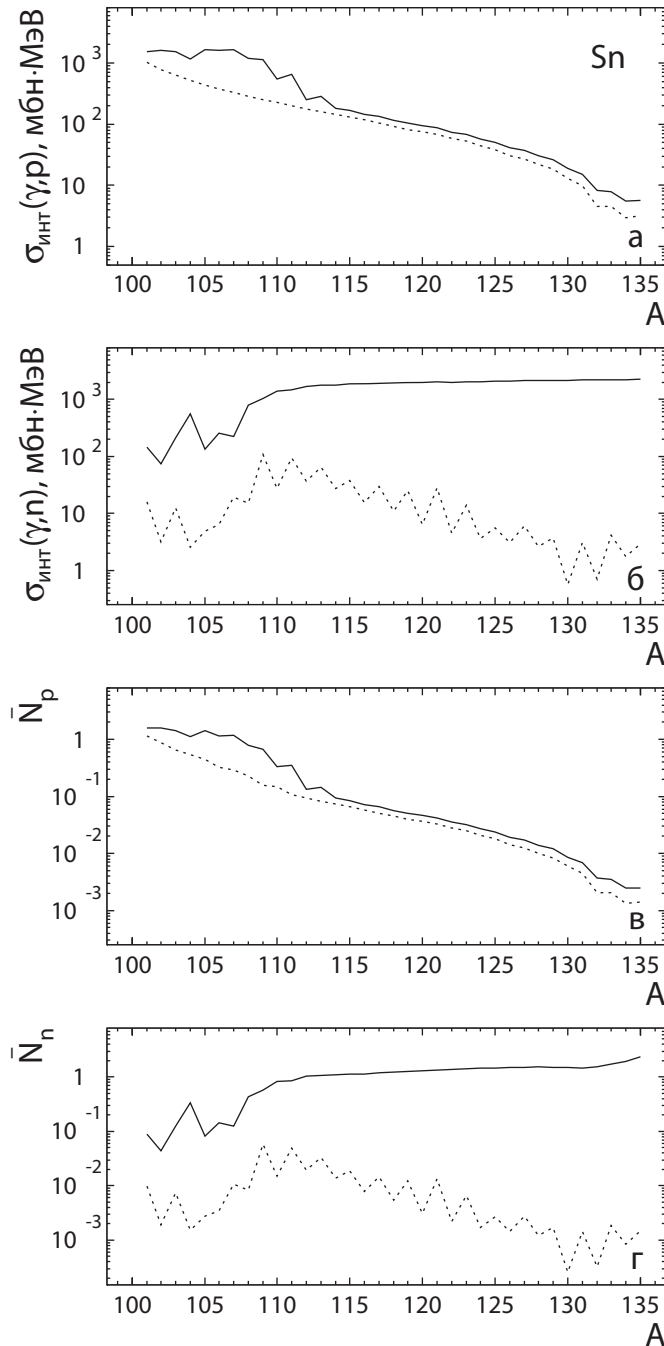


Рис. 6. Зависимость интегральных сечений $\sigma_{\text{инт}}(\gamma, p)$, $\sigma_{\text{инт}}(\gamma, n)$ и средних чисел испускаемых фотонуклонов \bar{N}_p , \bar{N}_n , вычисленных для энергетического интервала $E_\gamma = 0-30$ МэВ, от массового числа A изотопа олова. а: полное фотопротонное интегральное сечение, б: полное фотонейтронное интегральное сечение, в: среднее число испускаемых протонов, г: среднее число испускаемых нейтронов. Сплошная кривая — полная величина; точечная кривая — вклад, обусловленный распадом $T_{>}$ -компоненты ГДР.

На рис. 6. показано, как изменяются с увеличением массового числа олова полные фотопротонные и фотонейтронные интегральные сечения и средние числа испускаемых в реакции протонов и нейтронов, вычисленные для энергетического интервала $E_\gamma = 0-30$ МэВ.

Как следует из этого рисунка, при фоторасщеплении изотопов Sn с большим дефицитом нейтронов из-за малости протонных порогов доминирует, несмотря на подавляющий эффект кулоновского барьера, протонный канал распада. С другой стороны, в ядрах с большим избытком нейтронов, имеющих низкие пороги отделения нейтронов, резко возрастает среднее число нейтронов, испускаемых за один акт реакции. Точечные кривые на рисунке указывают вклад процессов, связанных с распадом $T_>$ -компоненты ГДР. Видно, что значительная часть протонного выхода обусловлена распадом $T_>$ -компоненты ГДР. Это говорит о важности учета изоспиновых эффектов при описании протонного канала реакции.

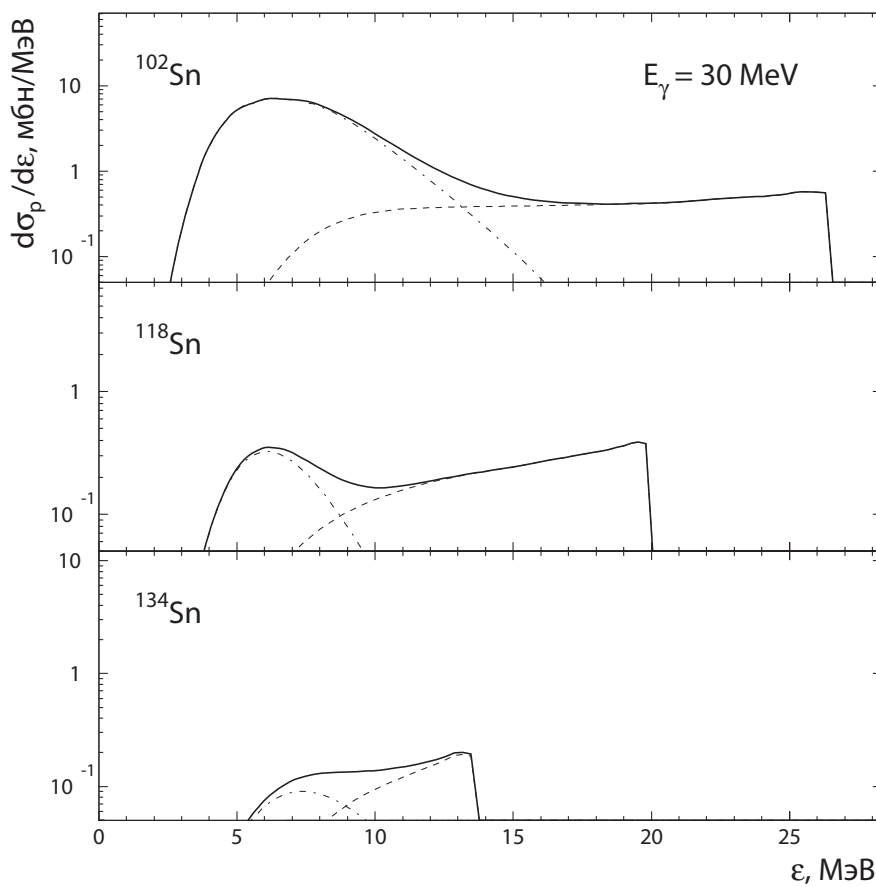


Рис. 7. Вычисленные фотопротонные спектры, испускаемые ядрами ^{102}Sn , ^{118}Sn и ^{134}Sn при облучении их γ -квантами с энергией $E_\gamma = 30$ МэВ. Сплошная кривая — полный спектр, штрихпунктирная — испарительная компонента спектра, штриховая — вклад первого предравновесного протона. ε — энергия испускаемого протона.

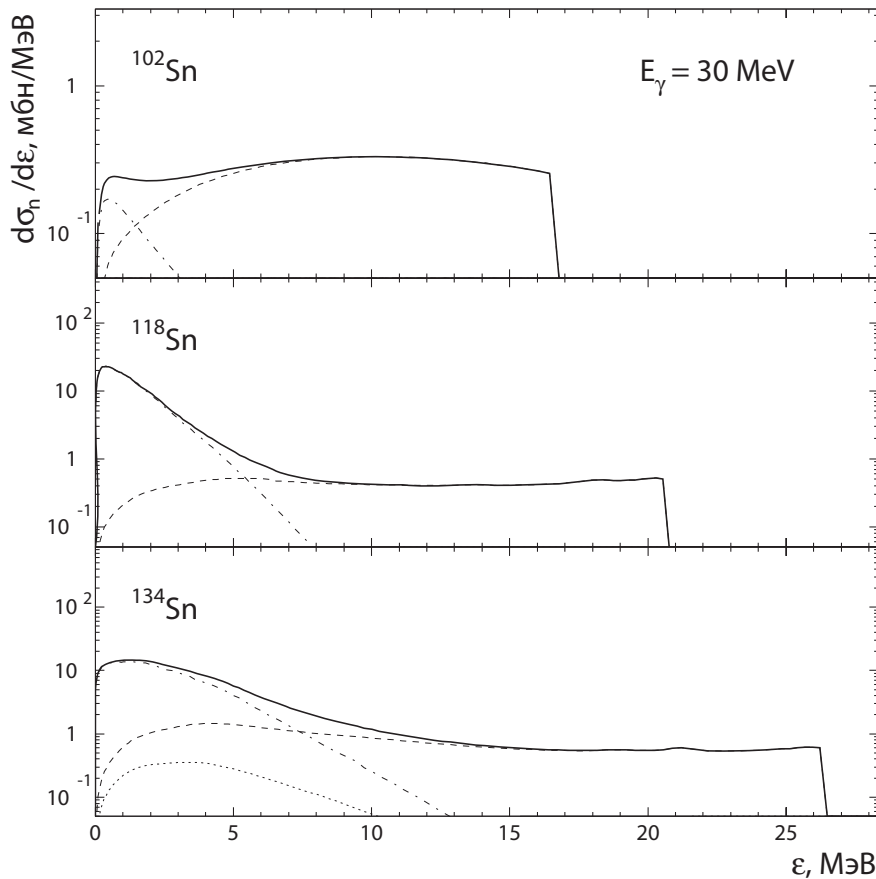


Рис. 8. Вычисленные фотонейтронные спектры, испускаемые ядрами ^{102}Sn , ^{118}Sn и ^{134}Sn при облучении их γ -квантами с энергией $E_\gamma = 30$ МэВ. Толстая сплошная кривая — полный спектр, штрихпунктирная — испарительная компонента спектра, штриховая — вклад первого предравновесного нейтрона, точечная — вклад второго предравновесного нейтрона. ε — энергия испускаемого нейтрона.

На рис.7 и 8 показано, как меняется энергетический спектр испускаемых протонов и нейтронов при переходе от нейтронно-дефицитных к нейтронно-избыточным изотопам олова. Видно, что с ростом нейтронного избытка порог отделения протона увеличивается и происходит быстрое уменьшение числа испускаемых протонов (в основном за счет испаряемых частиц). Для нейтронов наблюдается обратная тенденция. Заметим еще, что высокоэнергичная часть спектров обусловлена испусканием первичной предравновесной частицы.

Вычисленные и экспериментальные фотонуклонные сечения.

При использовании известных программ GNASH и TALYS возникают серьезные трудности при описании фотопротонного канала реакции, так как в этих программах не учитываются изоспиновые эффекты в области ИВГДР. Поэтому было особенно интересно провести сравнение экспериментальных и вычисленных (в рамках КМФР) фотопротонных сечений.

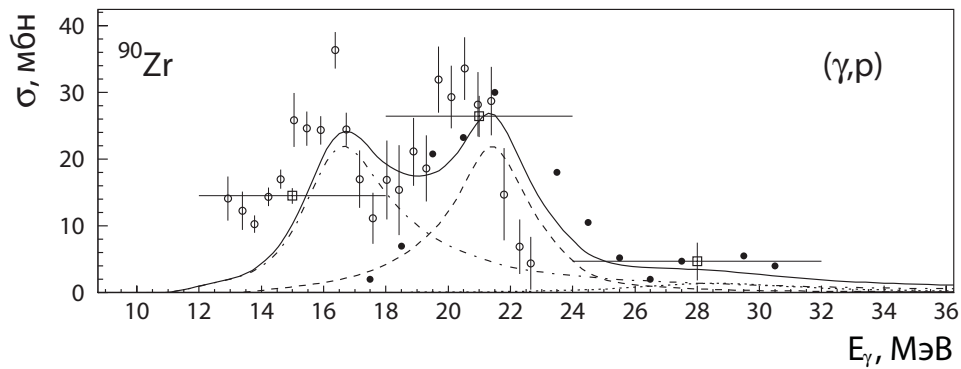


Рис. 9. Сечение реакции (γ, p) на ядре ^{90}Zr . Эксперимент: светлые кружки [17], темные кружки [18], квадратики с горизонтальными ошибками [19]. Теория: сплошная кривая — полное сечение, штрихпунктирная — вклад T_- -компоненты ГДР и штриховая — вклад T_+ -компоненты ГДР, точечная — вклад ИВГКР.

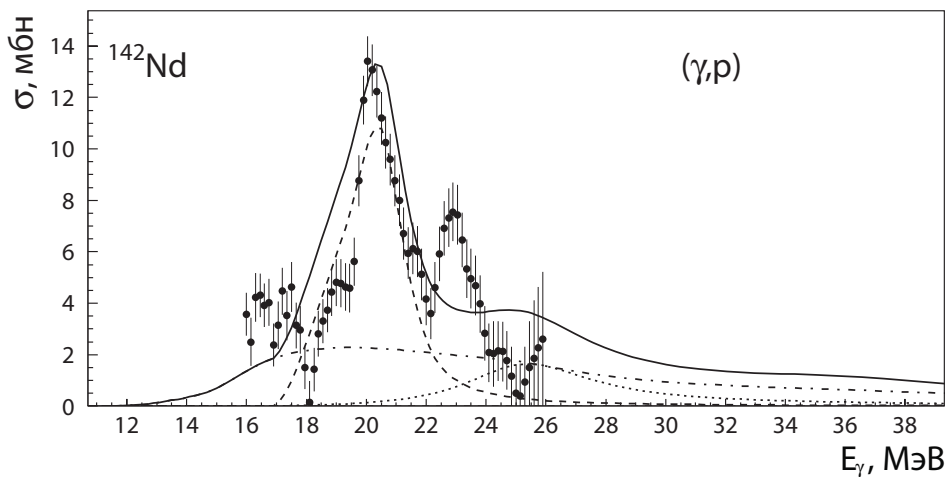


Рис. 10. Сечение реакции (γ, p) на ядре ^{142}Nd . Эксперимент: [20]. Теория: сплошная кривая — полное сечение, штрихпунктирная — вклад T_- -компоненты ГДР и штриховая — вклад T_+ -компоненты ГДР, точечная — вклад ИВГКР.

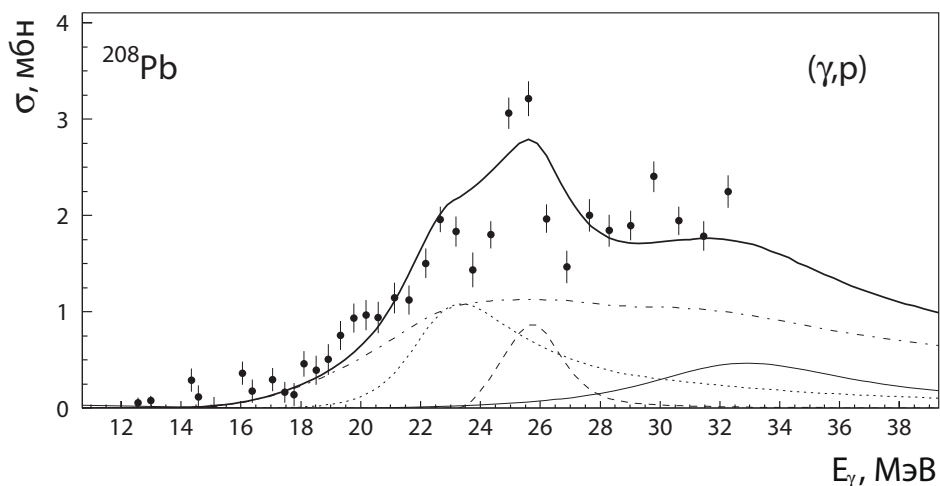


Рис. 11. Сечение реакции (γ, p) для ядра ^{208}Pb . Эксперимент: [21]. Теория: толстая сплошная кривая — полное сечение; тонкие кривые, штрихпунктирная — вклад T_- -компоненты ИВГДР, штриховая — вклад T_+ -компоненты ИВГДР, точечная — вклад ИВГКР и сплошная — вклад ИВГДР2.

Как видно из рис. 9–11, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных и вычисленных сечений реакции (γ, p) в широкой массовой области. Видно также, что с ростом массового числа A вклад в это сечение $T_{<}$ -компоненты ГДР постепенно уменьшается. Экспериментальное сечение $^{208}\text{Pb}(\gamma, p)$ обнаруживает ряд структурных особенностей в энергетической области 20–35 МэВ, в частности, четко выраженный пик при энергии $E_\gamma \sim 25$ МэВ, который авторы работы [21] интерпретировали как $T_{>}$ -компоненту ИВГДР. Проведенный расчет показывает, что наблюдаемая структура может быть объяснена суперпозицией сечений реакций, обусловленных ИВГКР, $T_{>}$ -компонентой ИВГДР и ИВГДР2.

Рис. 12. иллюстрирует вклад различных каналов возбуждения ядра в области $E_\gamma \leq 40$ МэВ в сечения фотонейтронных реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$, $(\gamma, 2n + p)$ и $(\gamma, 3n)$ для ядра ^{186}W .

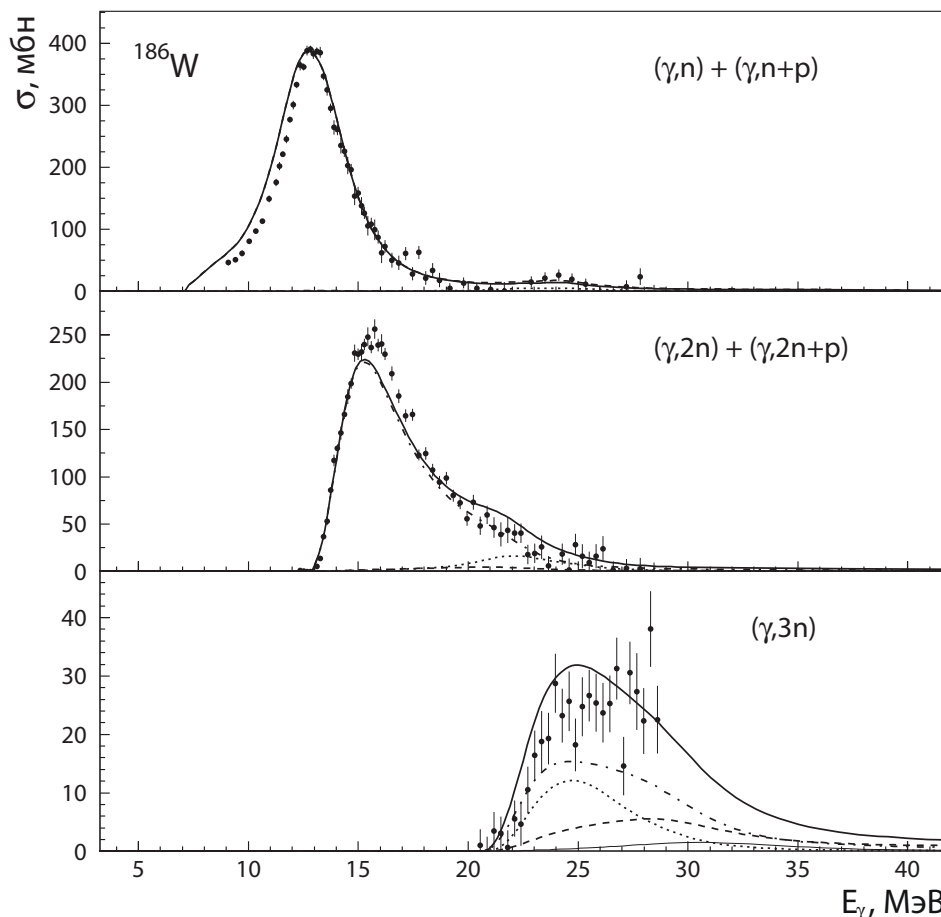


Рис. 12. Сечения фотонейтронных реакций для ядра ^{186}W . Эксперимент: [22]. Теория: толстая сплошная кривая — полное сечение, штриховая — вклад квазидейтронной компоненты реакции, штрихпунктирная — вклад ИВГДР, точечная — вклад ИВГКР, тонкая сплошная — вклад обертона ИВГДР.

Группа из Сакле, проведя разделение нейтронных выходов различной множественности, измерила сечения $\sigma_j(E_\gamma) = \sum_{l=0} \sum_{k=j} \sigma(\gamma, lpkn; E_\gamma)$, $2 \leq j \leq 11$ реакций, идущих с испусканием в континуум j или более нейтронов плюс любое число заряженных частиц, для натурального олова, церия, тантала и свинца в энергетическом интервале 25–132 МэВ [23].

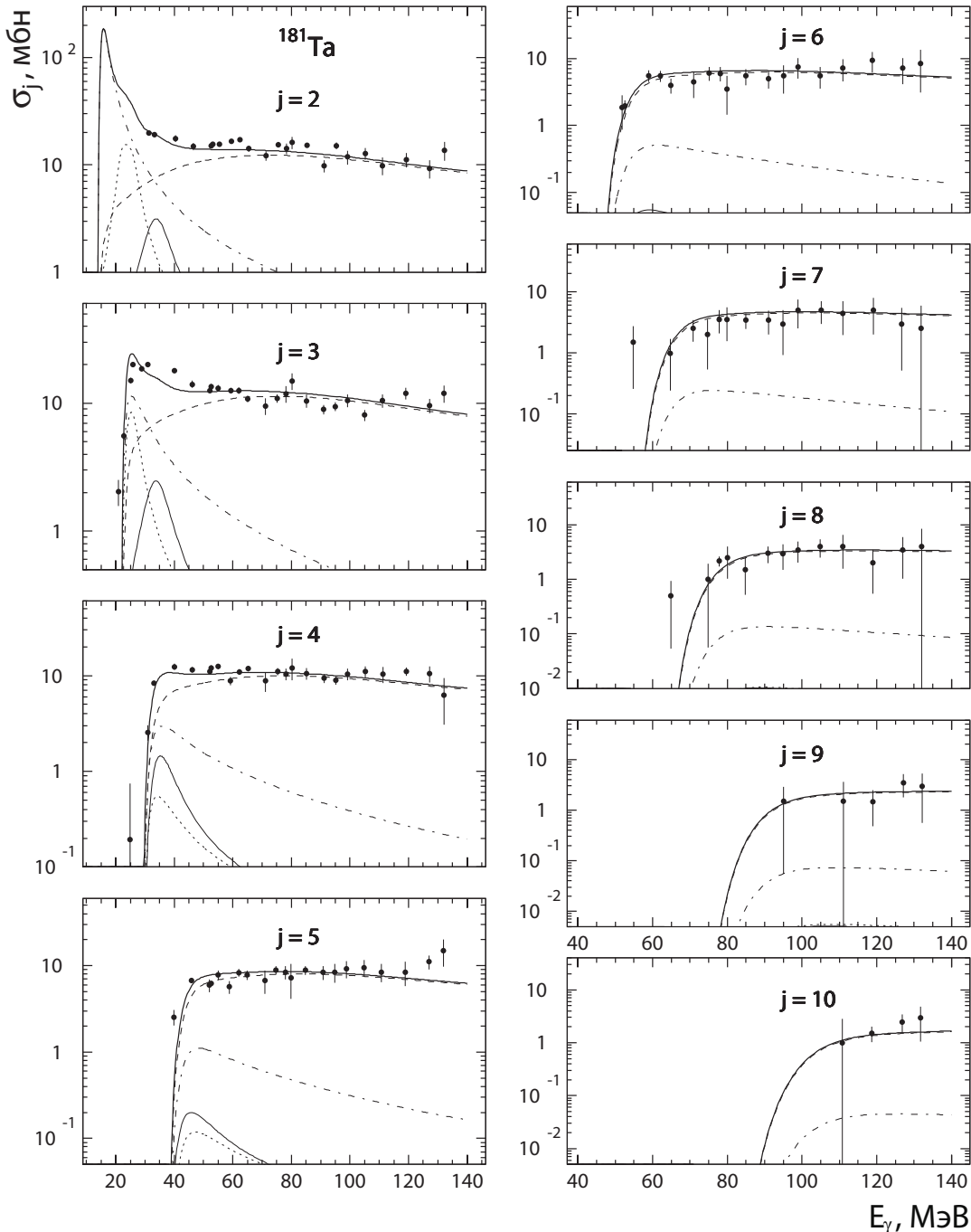


Рис. 13. Сечения $\sigma_j(E_\gamma)$ фотонуклонных реакций для тантала, идущих с испусканием $j, j+1, \dots$ нейтронов плюс произвольное количество заряженных частиц. Эксперимент [23]. Теория: сплошные кривые — полные сечения, штриховые — вклад квазидейтронной компоненты реакции, штрихпунктирные — вклад ИВГДР, точечные — вклад ИВГКР, тонкие сплошные — вклад обертон ИВГДР.

На рис. 13 теоретические сечения $\sigma_j(E_\gamma)$ для ^{181}Ta сравниваются с экспериментальными данными для натурального тантала. Из рисунка видно, что при $E_\gamma > 40$ МэВ множественные фотонуклонные реакции определяются в основном квазидейтронным механизмом фоторасщепления.

Вычисленные и экспериментальные фотонуклонные спектры.

В литературе имеется ограниченный набор экспериментальных данных по фотонуклонным энергетическим спектрам для средних и тяжелых ядер. Особенно это касается фотопротонных спектров. Тем не менее сравнение теории и эксперимента все же можно провести.

В предравновесных моделях возникают большие трудности при расчете угловых эффектов, поэтому были вычислены только проинтегрированные по углу энергетические спектры вылетающих нуклонов. Их можно сравнивать либо с такими же экспериментальными спектрами либо с умноженными на 4π спектрами, измеренными под фиксированным углом в интервале от 60° до 90° , спектральная форма которых близка к проинтегрированному по углу спектру.

Другое обстоятельство, которое приходится учитывать при сравнении спектров, состоит в том, что все имеющиеся экспериментальные данные были получены в измерениях на тормозных пучках γ -квантов.

В работе [24] для ряда средних и тяжелых ядер (Cu, In, Sn, Ta, Pb, Bi и U) были измерены под углом 67.5° фотонейтронные спектры $d^2\sigma_n^{\text{top}}(\varepsilon, E_{\gamma\text{макс}})/d\Omega d\varepsilon$ при $E_{\gamma\text{макс}} = 85$ и 55 МэВ. Используемые в этих измерениях тормозные γ -спектры были нормированы к равному числу фотонов при энергии $E_\gamma = 18$ МэВ, после чего были вычислены эффективные разностные нейтронные спектры, отвечающие разностному спектру облучения.

На рис. 14 эти спектры сравниваются с вычисленными проинтегрированными по углу разностными спектрами, деленными на 4π . Кроме полного вычисленного спектра на рисунке указаны также его компоненты, отвечающие разным стадиям испускания нейтронов. Как видно из рисунка, во всех случаях, за исключением, быть может, ^{207}Pb , наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента.

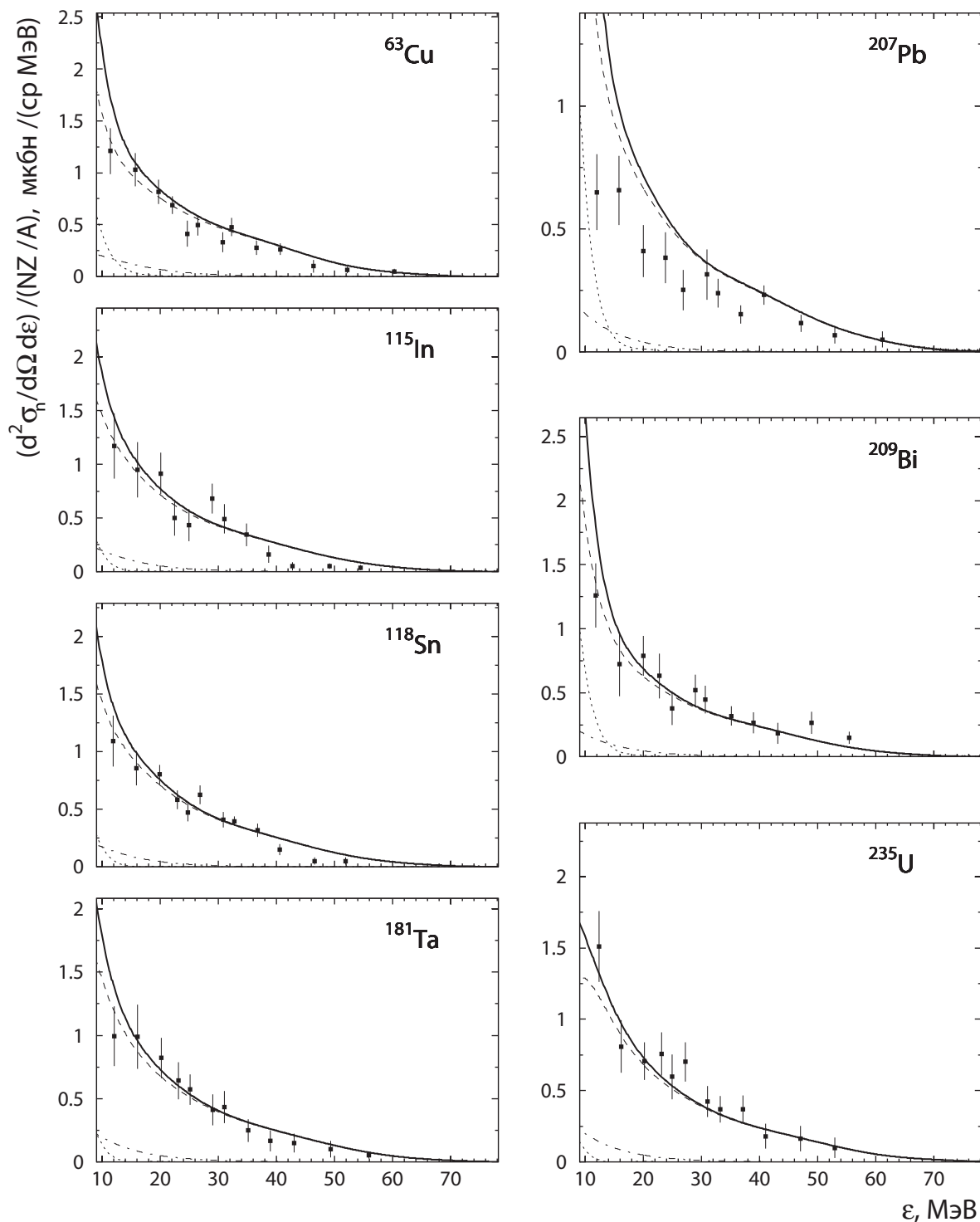


Рис. 14. Разностные фотонейтронные спектры [24], измеренные на тормозном пучке под углом 67.5° с $E_{\gamma_{\text{макс}}} = 85$ и 55 МэВ (точки с ошибками) и разностные теоретические спектры (кривые) для ^{63}Cu , ^{115}In , ^{118}Sn , ^{181}Ta , ^{207}Pb , ^{209}Bi и ^{235}U . Сплошная кривая — полный спектр, штриховая — вклад в него первой предравновесной частицы, штрихпунктирная — вклад второй предравновесной частицы, точечная кривая — испарительная часть спектра. ϵ — энергия испускаемого нейтрона.

В Заключение перечислены основные результаты, полученные в диссертационной работе.

**Список публикаций, отражающих основное содержание
диссертационной работы:**

1. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, V.N. Orlin, I.M. Piskarev, V.I. Shvedunov. Decay Channels of the Giant Dipole Resonance of ^{26}Mg . Nucl.Phys., A313, 1979, сс. 317–332.
2. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, V.N. Orlin, V.I. Shvedunov. A Combined Model for Decay of the Giant Dipole Resonance. Nucl.Phys., A318, № 3, 1979, сс. 413–440.
3. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Влияние размытости ядерной поверхности на энергию и ширину гигантского дипольного резонанса. ЯФ, Т. 66, № 4, 2003, сс. 688–693.
4. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Полумикроскопическое описание gross-структуры гигантского дипольного резонанса в легких немагических ядрах. ЯФ, Т. 66, № 7, 2003, сс. 1269–1278.
5. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Обобщенная модель расщепления гигантского дипольного резонанса. ЯФ, Т. 67, № 3, 2004, сс. 614–624.
6. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Полумикроскопическое описание gross-структуры гигантского дипольного резонанса в изотопах углерода, азота и кислорода. ЯФ, Т. 67, № 5, 2004, сс. 944–954.
7. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Использование сфероидального глобального потенциала для оценки квадрупольной деформации атомных ядер. ЯФ, Т. 68, № 8, 2005, сс. 1407–1423.
8. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, И.А. Лютиков, В.Н. Орлин, С.И. Павлов, П.Е. Самойлов. Атлас фотонейтронных сечений. Учебное пособие. Издательство УНЦ ДО, Москва, 2005, сс. 1–130.
9. И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, С.Ю. Комаров, В.Н. Орлин, Н.Н. Песков, В.В. Чесноков. Новая карта (база данных) квадрупольных деформаций атомных ядер. Труды Восьмой Всероссийской научной конфе-

ренции ”Электронные библиотеки: перспективные методы и технологии, электронные коллекции”, Суздаль, Россия, 04–06 октября 2005 г, ISBN 5-8397-0476-8, Издательство Ярославского государственного университета, 2006, сс. 145–153.

10. И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, С.Ю. Комаров, В.Н. Лабутин, В.Н. Орлин. Два типа данных о параметрах квадрупольной деформации ядра и динамические колебания его поверхности. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, № 1–2, 2007, сс. 36–47.
11. И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, С.Ю. Комаров, В.Н. Орлин. Квадрупольная деформация ядра и динамические колебания его поверхности. Известия РАН, серия физическая, Т. 71, № 3, 2007, сс. 334–338.
12. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, Полумикроскопическое описание дипольного гигантского резонанса. ЭЧАЯ, Т. 38, № 2, 2007, сс. 360–408.
13. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, Предравновесная модель фотонуклонных реакций, базирующаяся на ферми-газовых плотностях. ЯФ, Т. 71, № 3, 2008, сс. 1–15.
14. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, В.А. Четверткова. Оцененные сечения реакций (γ, nX) и $(\gamma, 2nX)$ на изотопах олова $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$. Известия РАН, серия физическая, Т. 74, № 6, 2010, сс. 875–883.
15. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, С.Ю. Трощев. Новые данные по сечениям реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, nX)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2nX)$. Известия РАН, серия физическая, 74, № 6, 2010, сс. 884–891.
16. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Комбинированная модель фотонуклонных реакций. ЯФ, Т. 74, № 1, 2011, сс. 21–41.
17. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, С.Ю. Трощев. Фоторасщепление изотопов Рb. Вестник МГУ, № 2, 2011, сс. 31–36.

18. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев. Фотоядерные реакции на изотопах Hg в области энергий дипольного гигантского резонанса. ЯФ, Т. 74, № 5, 2011, сс. 733–739.
19. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев. Фоторасщепление тантала. ЯФ, Т. 75, № 3, 2012, сс. 283–292.
20. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин. Новый подход к анализу и оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций. ЯФ, Т. 75, № 11, 2012, сс. 1368.
21. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин. Изовекторный гигантский E2-резонанс и обертоны изовекторного гигантского E1-резонанса в фотонуклонных реакциях. ЯФ, Т. 75, № 12, 2012, сс. 1498.

Список литературы

1. J.S. Levinger, Phys. Rev. **84**, 43 (1951).
2. N. Bohr, Nature **137**, 344 (1936).
3. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, ЯФ **74**, 21 (2011).
4. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра*. М.: Мир, т. 2, 1977.
5. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007).
6. С. Нильссон, *Деформация атомных ядер*. Сб. ст. М., 1958. С. 232–304.
7. M. Danos, Nucl. Phys. **5**, 23 (1958).
8. K. Okamoto, Prog. Theor. Phys. **15**, 75 (1956).
9. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, ЯФ. **66**, 688 (2003).
10. N. Stone, *Table of New Nuclear Moments*, Preprint 1997 (A revision of the *Table of Nuclear Moments* by P. Raghavan (Atom. Data Nucl. Data Tables **42**, 189 (1989)));
URL=<http://www.nndc.bnl.gov/nndc/stone-moments>

11. М. Л. Горелик, М. Г. Урин, ЯФ **69**, 1300 (2006).
12. J. Raparport, Phys. Rep. **87**, 25 (1982).
13. M.V. Chadwick et al., Phys. Rev. C **44**, 814 (1991).
14. С.К. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A **172**, 225 (1971).
15. A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
16. G.J. O'Keefe et al., Nucl. Phys. A **469**, 239 (1987).
17. D. Brajnik et al., Phys. Rev. C **13**, 1852 (1976).
18. И.И. Душков и др., Изв. АН СССР **29**, 213 (1965).
19. W.R. Dodge et al., Phys. Rev. C **32**, 781 (1985).
20. Ю.И. Сорокин и др., ЯФ **14**, 1118 (1971).
21. H. Dahmen et al., Nucl. Phys. A **164**, 140 (1971).
22. B.L. Berman et al., Phys. Rev. **185**, 1576 (1969).
23. A. Lepretre et al., Nucl. Phys. A **367**, 237 (1981).
24. N.N. Kaushal et al., Phys. Rev. **175**, 1330 (1968).