

ОБЗОР

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Дипольный гигантский резонанс в тяжелых деформированных ядрах

Б. С. Ишханов^{1,2}, С. Ю. Трошиев^{2,a}

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скobelьцина;

²физический факультет, кафедра общей ядерной физики.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^asergey.troschiev@gmail.com

Статья поступила 31.03.2011, подписана в печать 22.04.2011

Проведен анализ всех имеющихся экспериментальных данных о деформации тяжелых атомных ядер и сечениях фотоядерных реакций в области энергии гигантского резонанса. Показана связь ширины дипольного гигантского резонанса с величиной параметра квадрупольной деформации ядра.

Ключевые слова: фотоядерные реакции, гигантский резонанс, деформация атомного ядра.

УДК: 539.172.3, 539.143.5. PACS: 25.20.-x.

Введение

Сто лет назад, в мае 1911 г., в журнале *Philosophical Magazine* была опубликована работа Э. Резерфорда [1]. В этой работе Э. Резерфорд, проанализировав результаты экспериментов по рассеянию альфа-частиц на тонкой фольге из золота, ввел понятие атомного ядра. Согласно модели Э. Резерфорда, атом представляет собой сложную структуру. В центре атома расположено массивное положительно заряженное атомное ядро, вокруг которого врачаются электроны. В атомном ядре сосредоточено 99.9% массы атома. Положительный заряд ядра, равный числу протонов в ядре, определяет число электронов в атоме, что влияет на физические и химические свойства элементов, и определяет место химического элемента в периодической системе элементов Д. И. Менделеева. Каждый химический элемент может существовать в виде атомов, имеющих разные массы (изотопов), что зависит от числа нейтронов в атомном ядре. Большинство изотопов нестабильно. На Земле обнаружено примерно 270 стабильных изотопов, в то время как общее число изотопов, открытых в лабораториях, превышает 3.5 тысячи.

Развитие представлений о структуре атомных ядер и ядерной динамике явилось результатом усилий физиков XX века и в конечном итоге привело к появлению «новой» квантовой физики. В настоящем обзоре показано, какую роль в развитии представлений об атомном ядре сыграли исследования взаимодействия гамма-квантов с атомными ядрами и изучение природы дипольного гигантского резонанса.

Атомное ядро — сложная квантовая система взаимодействующих нуклонов. Свойства ядерного взаимодействия не до конца изучены и не существует полностью корректного описания атомных ядер, способного объяснить все особенности их структуры. Первые описания атомных ядер основывались на коллективной модели и модели независимых частиц.

Коллективные модели описывают атомное ядро как однородный объект и устанавливают взаимосвязь между

различными параметрами такого объекта: объем, масса, заряд, энергия связи. Одной из первых таких моделей стала капельная модель [2], введенная Н. Бором. В капельной модели проводится аналогия между атомным ядром и каплей заряженной классической жидкости и указывается, что многие свойства ядерной материи хорошо описываются классическими выражениями для энергии поверхностного натяжения и кулоновского отталкивания. Некоторые эффекты, присущие только квантовым системам (протон-нейтронная асимметрия, спаривание нуклонов), учитываются как дополнительные члены в формуле зависимости энергии связи ядра от количества нейтронов N и протонов Z .

Модели независимых частиц, напротив, рассматривают поведение отдельных частиц в ядре. Первой успешной одночастичной моделью явилась модель оболочек, практически одновременно предложенная Гёлперт-Майер [3] и Йенсеном [4]. В основе этой модели лежит описание ядра как набора нуклонов, находящихся в самосогласованном поле ядерных сил. Возможность введения самосогласованного поля обусловлена двумя основными свойствами ядерного взаимодействия: короткодействием и насыщением. Потенциал самосогласованного поля имеет вид сферической потенциальной ямы. Каждый нуклон в таком потенциале находится в определенном квантовом состоянии, называемом подоболочкой и характеризуемом энергией E , орбитальным моментом l и полным моментом количества движения j . Близко лежащие подоболочки группируются в ядерные оболочки. Первоначально оболочечная модель не вызывала особого энтузиазма из-за того, что большинство исследователей отказывались поверить в то, что в плотном ядре могут существовать оболочки, аналогичные оболочкам атомных электронов. Триумфом оболочечной модели, приведшим к ее мировому признанию, стало успешное объяснение магических ядер как ядер с заполненными оболочками.

Потребовались годы, чтобы физики осознали принципиальную ограниченность таких крайних подходов

и привыкли рассматривать ядро не как каплю или набор нуклонов на оболочках, а как более сложную квантовую систему, некоторые свойства которой воспроизводятся этими моделями.

1. Дипольный гигантский резонанс

Существенную роль в понимании структуры атомных ядер сыграли эксперименты, в которых атомные ядра изучались в реакциях под действием фотонов. Эти реакции имеют существенное преимущество перед реакциями под действием нуклонов, состоящее в том, что электромагнитное взаимодействие фотонов с ядрами хорошо описывается теоретически. Благодаря этому удается надежно разделить проблему взаимодействия фотона с ядром от последующей эволюции ядра в результате диссипации энергии, внесенной в ядро.

Поэтому не случайно именно описание экспериментов под действием гамма-квантов явилось одним из важнейших этапов объединения коллективной модели и модели независимых частиц. В области энергии над нуклонным порогом (8–30 МэВ) во всех без исключения ядрах наблюдается широкий максимум в сечении фотопоглощения, называемый дипольным гигантским резонансом (ДГР). Он был теоретически предсказан А. Б. Мигдалом [5] и затем экспериментально открыт Болдвином и Клайбером [6].

Первые попытки интерпретации ДГР были основаны на коллективной модели ядра и описывали ДГР как когерентные дипольные колебания всех протонов относительно всех нейтронов. Эта модель была развита в работах Штейнведеля и Йенсена [7], Гольдхабера и Теллера [8] и Даноса [9]. Модель успешно описывала положение максимума резонанса, однако природа его ширины оставалась не ясной. Кроме того, возникли проблемы с описанием промежуточной структуры ДГР в легких ядрах $A < 50$.

Попытка описания ДГР в рамках модели независимых частиц была предпринята Вилкинсоном [10]. Он рассматривал ДГР как совокупность одночастичных дипольных переходов между соседними оболочками. В такой модели энергия, при которой располагался ДГР, определялась разностью энергий между соседними оболочками, а ширина резонанса приближенно определялась разностью одночастичных состояний внутри отдельных оболочек. Однако положение максимума ДГР, рассчитанное Вилкинсоном для ядра Си, оказалось примерно в два раза ниже по энергии, чем экспериментально измеренное. Аналогичные результаты были получены и для других ядер.

К концу 1950-х годов стало ясно, что ни гидродинамическая модель, ни модель независимых частиц не дают согласованного ответа на вопросы об энергетическом положении гигантского резонанса и механизме коллективизации дипольных переходов в ядре. Проблема описания положения максимума резонанса и связанная с ней проблема структуры сечения ДГР потребовали принципиально нового подхода. Была предпринята попытка описания промежуточной структуры ДГР как следствия связи коллективного дипольного колебания протонов относительно нейтронов с поверхностными колебаниями ядра. Так возникла динамическая коллективная модель [11, 12].

Определенную роль в сближении коллективного и одночастичного описания ДГР сыграли работы Эллиота и Флауэрса [13] и Брауна и Болстери [14], в которых впервые было показано, что в результате остаточного взаимодействия между нуклонами формируется когерентное состояние, вбирающее в себя практически всю интенсивность одночастичных переходов

$$\psi(\text{coh}) = \sum \alpha_i \psi_i(\text{operart}).$$

В результате это когерентное состояние смещается вверх по энергии и оказывается в правильном положении по энергии.

Такая коллективизация колебаний приводит к тому, что в формировании ДГР большую роль играют эффекты симметрии атомного ядра [15] и ее нарушения, в частности нарушения пространственной симметрии — деформации.

2. Деформированные ядра

Первым серьезным указанием на несферичность атомных ядер явилась работа [16], в которой был дан обзор имевшихся в то время экспериментальных данных об электрических квадрупольных моментах ядер Q . Проблема заключалась в том, что значения квадрупольных моментов Q некоторых ядер (например, ^{176}Lu) в 10 и более раз превышали значения, которые можно было бы ожидать исходя из волновых функций для сферического потенциала модели оболочек. Это расхождение и обнаружение вращательных спектров атомных ядер послужило основой концепции деформированного атомного ядра. Наличие вращательных спектров $E_{\text{rot}} \sim J(J+1)$ является общим свойством ядер, имеющих несферическую равновесную форму.

В начале 1950-х годов была широко известна работа Бора и Уилера [17], посвященная делению ядер, в которой было дано объяснение механизма деления ядра на основе капельной модели ядра. В ней подчеркивалась возможность деформации некоторых ядер в процессе деления, обусловленная тем, что при увеличении деформации ядра энергия кулоновского отталкивания (за счет увеличения расстояния между протонами) может уменьшаться быстрее, чем увеличивается поверхностная энергия. Однако такой подход не способен объяснить существование стабильных деформированных ядер.

Рейнштер предложил подход, объясняющий устойчивую деформацию атомных ядер в основном состоянии [18]. Для этого он рассмотрел факторы, способствующие деформации ядра (отклоняющий член) и противостоящие ей (возвращающий член).

Для объяснения отклоняющего члена он высказал идею модифицировать модель оболочек с учетом макроскопического эффекта деформации атомного ядра, полученного в [17] при помощи капельной модели. Он предложил рассматривать самосогласованный ядерный потенциал в модели оболочек в форме искаженной сферы: радиус R возрастает в направлении оси z до $(1 + (2\beta/3))R_0$ и уменьшается вдоль осей x и y до $(1 - (\beta/3))R_0$, где β — параметр деформации, R_0 — радиус сферического ядра такой же массы. Используются пробные волновые функции, искаженные тем же образом, что и форма потенциала. Потенциальная

энергия при этом остается одинаковой для всех частиц, а кинетическая энергия изменяется следующим образом:

$$\langle T_x \rangle = \left(1 - \frac{\beta}{3}\right)^{-2} \langle T_x \rangle_0, \quad \langle T_y \rangle = \left(1 - \frac{\beta}{3}\right)^{-2} \langle T_y \rangle_0,$$

$$\langle T_z \rangle = \left(1 + \frac{2\beta}{3}\right)^{-2} \langle T_z \rangle_0.$$

Для состояния с большим значением проекции полного момента $|m|$ орбиты расположены почти по экватору и энергия $\langle T \rangle$ примерно пропорциональна R_x^{-2} или R_y^{-2} , что дает $\langle T_x \rangle_0 \approx \langle T_y \rangle_0 \gg \langle T_z \rangle_0$. Отсюда ясно, что отрицательные значения β предпочтительны, что приводит к деформации в форме сплюснутого диска. Возрастание экваториальных радиусов (R_x и R_y) на 1% дает 2%-ное уменьшение $\langle T \rangle$, иначе говоря, $\frac{\delta T}{T} \approx +\frac{2\beta}{3}$. Для состояний с малым значением $|m|$, наоборот, предпочтительны положительные значения β .

Для заполненной оболочки усредненные по $l_z = m$ значения кинетической энергии при больших l становятся одинаковыми $\langle T_x \rangle_0 \approx \langle T_y \rangle_0 \approx \langle T_z \rangle_0$, поэтому отклоняющий член отсутствует, что соответствует сферической симметрии ядра.

Для объяснения возвращающего члена используются идеи работы [17] об изменении поверхностной и кулоновской энергии при деформации ядра. В [19, 20] показано, что поверхностная энергия возрастает как $E_S = E_S^0(1 + (8/45)\beta^2 + \dots)$, а кулоновская энергия уменьшается как $E_C = E_C^0(1 - (4/45)\beta^2 + \dots)$. Для того чтобы возвращающий член был положительным (чтобы ядро не делилось спонтанно), необходимо, чтобы значение $2E_S^0/E_C^0$ превышало единицу.

Схематически зависимость полной энергии ядра от параметра деформации β изображена на рис. 1. В случае магического ядра — ядра с заполненными оболочками — отклоняющий член отсутствует, поэтому параметр $\beta = 0$ (кривая 1). По мере добавления частиц возвращающая сила убывает (кривая 2). По мере удаления от заполненных оболочек сферическая форма может становиться нестабильной (кривые 3, 4) и ядро приобретает несферическую равновесную форму в основном состоянии.

Деформация атомных ядер, имеющих форму эллипсоида, описывается с помощью параметра квадрупольной деформации ядра β_2 или эксцентриситета e , которые связаны с величинами a и b следующим образом [21]:

$$\beta_2 = 1.058 \frac{3}{2} \frac{b^2 - a^2}{b^2 + 2a^2}, \quad e = \sqrt[3]{a^2 b}.$$

Идея Рейнштера о деформированных ядерных оболочках была развита Нильссоном [22]. Им были проведены расчеты энергий одночастичных состояний для различных ядер в деформированном аксиально-симметричном потенциале в зависимости от параметра деформации. Полученные зависимости полной энергии ядра от параметра деформации в некоторых случаях имеют абсолютные минимумы при $\beta \neq 0$, т.е. такие ядра являются деформированными в основном состоянии.

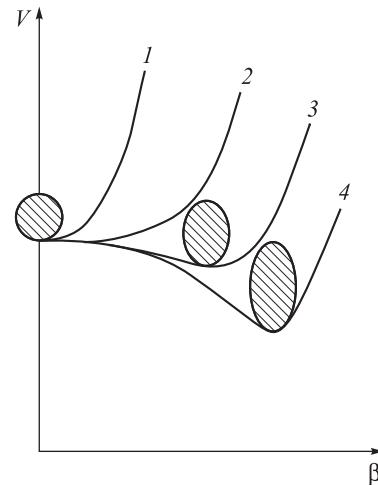


Рис. 1. Схематически изображеная зависимость полной энергии ядра от параметра деформации β . Кривая 1 соответствует ядру с заполненными оболочками. Кривые 2–4 соответствуют ядру с увеличивающимся количеством нуклонов сверх заполненных оболочек. Схематически изображены формы, принимаемые ядром в основном состоянии при различных значениях параметра β

На рис. 2 показана зависимость модулей параметров квадрупольной деформации ядра $|\beta_2|$ от числа нейтронов в ядре N . Вертикальными линиями обозначены магические числа нейтронов $N = 28, 50, 82, 126$. Хорошо видно, что в магических ядрах деформация минимальна. В промежутках между магическими числами наблюдаются максимумы деформации. Анализ параметров квадрупольной деформации указывает еще на одну особенность атомных ядер.

Кроме минимумов в области магических чисел штриховая кривая на рис. 2 имеет три минимума: $N = 64, 70$ и 100 . Минимум около $N = 70$ соответствует изотопам Sn, магическим по числу протонов. Минимум при $N = 64$ обусловлен сближением нейтронных подоболочек $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$. Число нуклонов на этих подоболочках составляет 14, что в сочетании с магическим числом 50 приводит к появлению магического числа $N = 64$ [23, 24]. Появление минимума в районе числа нейтронов $N = 100$ обусловлено тем, что происходит группировка нижних нейтронных подоболочек $1h_{9/2}$ и $2f_{7/2}$ оболочки $N = 82–126$. Число нуклонов, заполняющих эти две подоболочки, составляет 18, что в сочетании с магическим числом 82 приводит к образованию нового магического числа $N = 100$. То есть наряду с классическими магическими числами появляются особенности, соответствующие группировке уровней:

- внутри ядерных оболочек;
- в деформированном потенциале.

Таким образом, оболочечная модель ядра позволила объяснить возникновение коллективного эффекта — деформацию атомного ядра. Нуклоны, расположенные сверх заполненных оболочек, деформируют сферически симметричный потенциал ядра, приводя к деформации ядра. Как и следует ожидать, деформация ядра максимальна при заполнении внешней оболочки приблизительно наполовину.

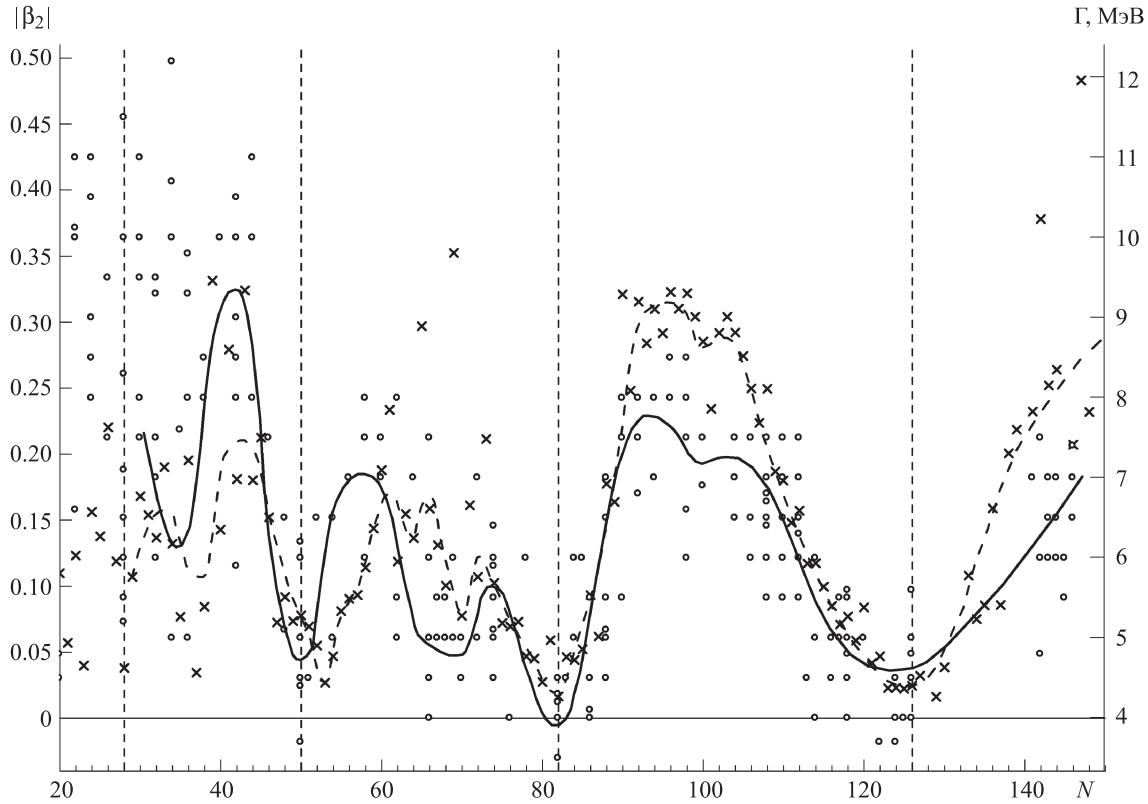


Рис. 2. Зависимость ширины ДГР и модуля параметра квадрупольной деформации ядра от числа нейтронов в ядре. Круги — экспериментально измеренные ширины Γ ДГР (ось справа), кресты — величины β_2 (ось слева). Кривые проведены для более наглядного восприятия: сплошная — ширина ДГР, штриховая — параметр квадрупольной деформации. Вертикальными пунктирными линиями указаны магические числа нейтронов $N = 28, 50, 82, 126$

3. ДГР в деформированных ядрах

Рассмотрим, как влияет деформация атомного ядра на форму ДГР. Корреляция между степенью деформации атомного ядра и величиной деформационного расщепления ДГР видна на рис. 2, где приведены зависимости ширины Γ ДГР и величины β_2 [27] от числа нейтронов N в ядре. В магических ядрах деформация и ширина ДГР минимальны. В промежутках между магическими числами наблюдаются максимумы ширины ДГР, положения которых совпадают с максимумами деформации.

Однако деформация атомного ядра является не единственной причиной, приводящей к увеличению ширины ДГР. ДГР по-разному проявляется в случае легких и тяжелых ядер. В случае легких ядер ($A \leq 50$) основной вклад в ширину гигантского резонанса дает конфигурационное расщепление, приводящее к тому, что ДГР представляет собой несколько максимумов, лежащих в достаточно широком диапазоне энергий (10–30 МэВ). Этот эффект объясняется в модели оболочек: при дипольном поглощении гамма-квантов немагическим атомным ядром переходы из внутренней замкнутой оболочки в частично заполненную внешнюю оболочку сильно смещаются вверх по энергии (на величину порядка 10 МэВ) относительно переходов из частично заполненной внешней оболочки в более высоко расположенную незаполненную оболочку. На фоне конфигурационного расщепления в легких ядрах

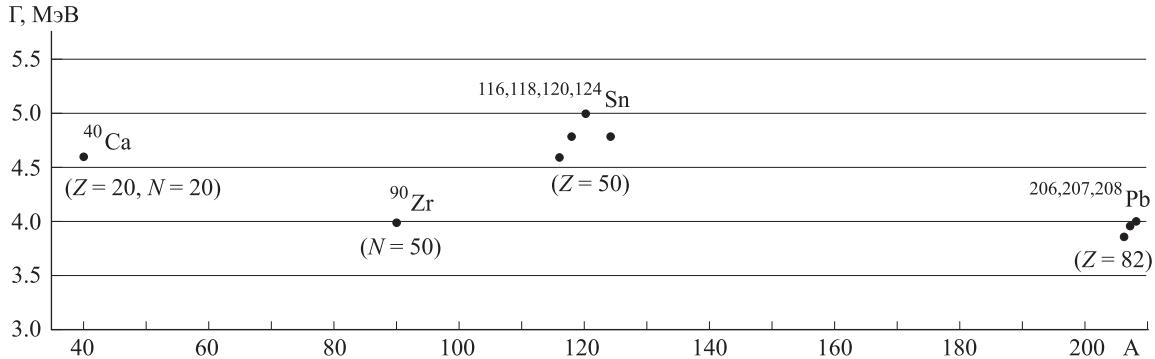
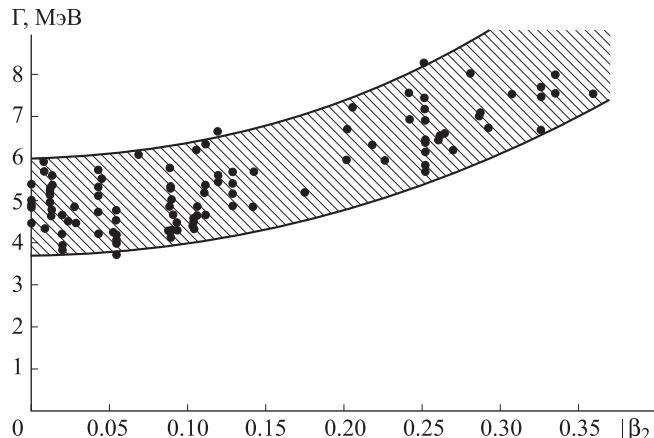
сложно разделить эффекты, обусловленные деформацией и оболочечной структурой ядра.

В области небольших $N < 30$ основным фактором, определяющим структуру ДГР, является конфигурационное расщепление и проследить влияние деформации ядра на ширину ДГР практически невозможно, хотя многие из легких ядер и являются сильно деформированными ($|\beta_2| > 0.2$).

При заполнении оболочек N (28–50) и (50–82) коллективизация одночастичных состояний усиливается и ДГР приобретает форму одного широкого максимума. В этой области проявляются все типы расщепления ДГР: конфигурационное, изоспиновое и деформационное. На рис. 2 в этой области наблюдается корреляция между шириной ДГР и степенью деформации ядра.

В тяжелых сферических ядрах $N \approx 82$ ДГР проявляется в виде одного узкого максимума. Конфигурационное расщепление не проявляется, так как ДГР является практически полностью коллективизированным.

На рис. 3 изображена зависимость ширины ДГР от массового числа A для магических сферических ядер. Ширина ДГР на половине высоты (в дальнейшем просто ширина ДГР) для таких ядер составляет 4–5 МэВ и практически не зависит от массового числа A . Влияние деформации атомного ядра на сечение фотопоглощения можно проследить по зависимости ширины ДГР от параметра квадрупольной деформации β_2 для средних и тяжелых ядер, приведенной на рис. 4. Ширина ДГР минимальна $\Gamma \approx 4$ МэВ при малых

Рис. 3. Зависимость ширины Γ ДГР от массового числа A для магических сферических ядерРис. 4. Зависимость ширины Γ ДГР от модуля параметра квадрупольной деформации ядра $|\beta_2|$ для средних и тяжелых ядер

значениях параметра деформации $\beta_2 < 0.1$ и возрастает до 7 МэВ и более с увеличением β_2 .

Анализируя ширину ДГР, необходимо отметить, что большая часть сечений фотонуклонных реакций в области ДГР была измерена в экспериментах с нейтронными детекторами. В таких экспериментах измеряется сечение реакции $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$, а сечение $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \approx \sigma(\gamma, abs)$ восстанавливается с использованием кольцевых отношений. В [25] показано, что такая процедура может приводить к существенной ошибке в измеренном сечении реакций $(\gamma, 2n)$, вклад которой в полное сечение фотопоглощения в области энергий на спаде ДГР (при энергии 15–20 МэВ) может составлять десятки процентов. Поэтому ширины ДГР, полученные в таких экспериментах, могут иметь систематическую погрешность.

В коллективной модели нарушение сферической симметрии ядра проявляется в увеличении ширины ДГР. Резонанс расщепляется на две компоненты E_a и E_b , которые трактуются как соответствующие колебаниям протонов относительно нейtronов вдоль оси симметрии b и перпендикулярной ей оси a ядерного эллипсоида. Расщепление максимума ДГР на две компоненты связано с тем, что дипольные колебания вдоль большей оси вытянутого эллипса характеризуются меньшими частотами, чем колебания перпендикулярно этой оси. Для сплюснутых ядер ситуация обратная — колебания вдоль меньшей оси имеют более высокую

частоту, чем колебания вдоль перпендикулярных ей осей. В соответствии с этим у эллипсоидально деформированного ядра возникают две резонансные частоты дипольных колебаний E_a и E_b .

Классическая коллективная модель ДГР предсказывает, что сечение фотопоглощения на тяжелых деформированных ядрах описывается суперпозицией двух кривых Лоренца

$$\sigma_{abs}(E) = \sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_{mi}}{1 + \frac{(E^2 - E_{mi}^2)^2}{E^2 \Gamma_i^2}},$$

где σ_{mi} — сечение в максимуме резонанса, E_{mi} — положение максимума резонанса, Γ_i — ширина резонанса, а $i = 1, 2$ соответствуют низкоэнергетической и высокоэнергетической компоненте резонанса деформированного ядра. Коллективные модели предсказывают, что отношение интегрального сечения, соответствующего колебаниям вдоль оси a (т.е. высокоэнергетической компоненте для вытянутых ядер и низкоэнергетической компоненте для сплюснутых ядер), к интегральному сечению, соответствующему колебаниям вдоль оси b , должно равняться 2.

Небольшие деформации приводят лишь к увеличению ширины ДГР, в то время как при больших деформациях ДГР расщепляется на два максимума, что можно наблюдать на примере изотопов неодима Nd и самария Sm (рис. 5, 6).

В табл. 1 приведены значения спинов J и четностей P основных состояний нечетных изотопов $^{141-153}\text{Nd}$ ($Z = 60$) и $^{143-155}\text{Sm}$ ($Z = 62$). Видна сильная корреляция в значении спинов и четностей изотопов, имеющих одинаковое число нейтронов N . Изотопы ^{141}Nd и ^{143}Sm имеют одинаковое значение $J^P = 3/2^+$. Кроме того, в этих ядрах практически при одинаковой энергии 756.51 кэВ (^{141}Nd) и 753.99 кэВ (^{143}Sm) расположены изомерные состояния $J^P = 11/2^+$. Сопоставление этих фактов указывает на то, что в изотопах ^{141}Nd и ^{143}Sm имеется одна нейтронная вакансия в оболочке $N = 82$, которая заполняется в изотопах ^{142}Nd и ^{144}Sm . Изотопы ^{142}Nd и ^{144}Sm являются магическими по числу нейтронов $N = 82$. При дальнейшем увеличении числа нейтронов начинается заполнение подоболочки $2f_{7/2}$. Изотопы $^{143, 145}\text{Nd}$ и $^{145, 147, 149}\text{Sm}$ имеют в основном состоянии $J^P = 7/2^-$.

Заполнение нейтронной подоболочки $2f_{7/2}$ приводит к деформации сферического остова $N = 82$ и при дальнейшем увеличении числа нейтронов во внешней

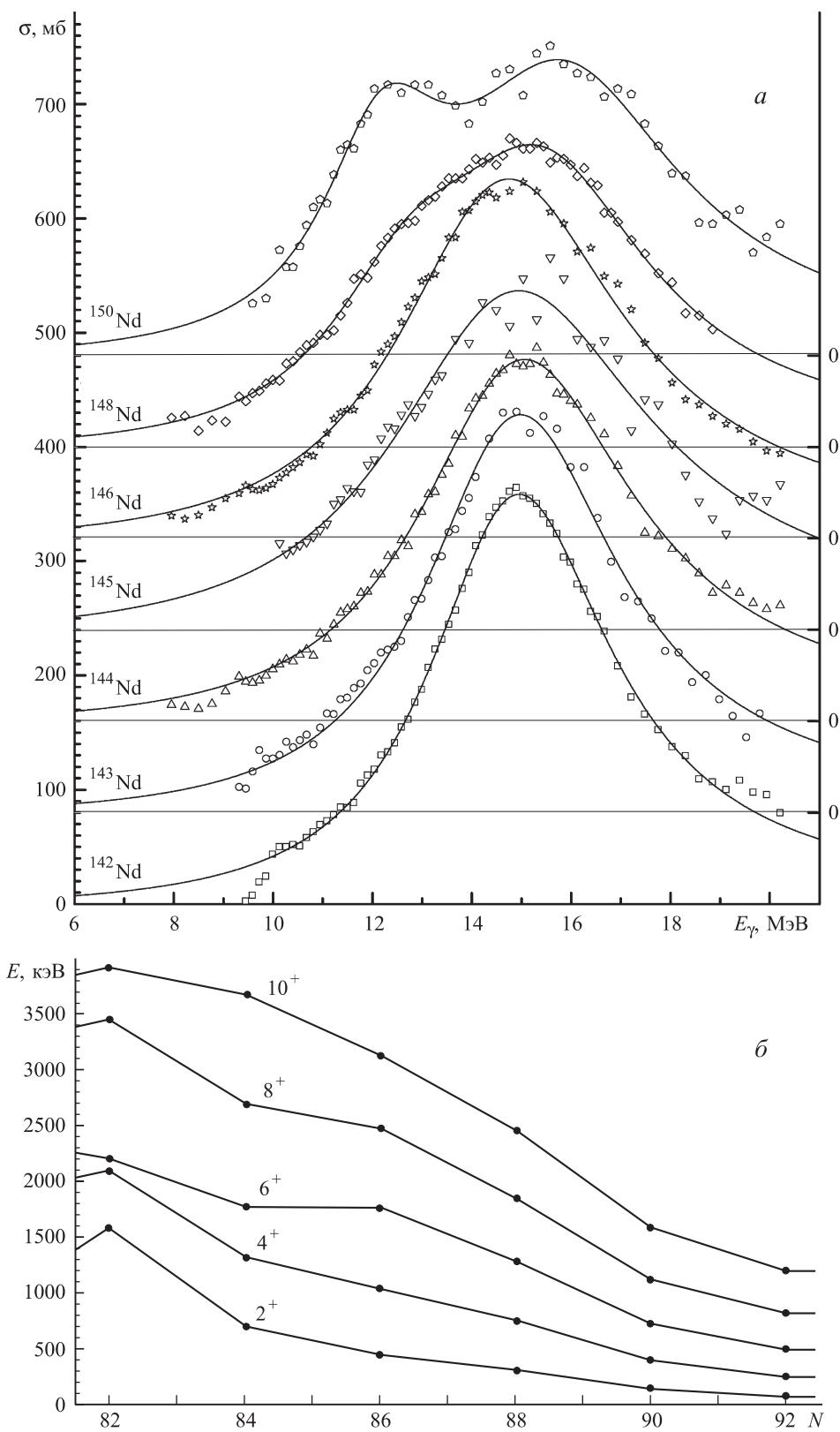


Рис. 5. а — сечения реакции (γ, sn) на изотопах Nd. Точки — экспериментальные данные, кривые — аппроксимация экспериментальных данных суммой двух кривых Лоренца. б — спектр ираст-состояний 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ , 10^+ в четных изотопах $^{140}-^{152}\text{Nd}$. Ираст-состояние — ближайший к основному состоянию энергетический уровень ядра с заданной величиной спина

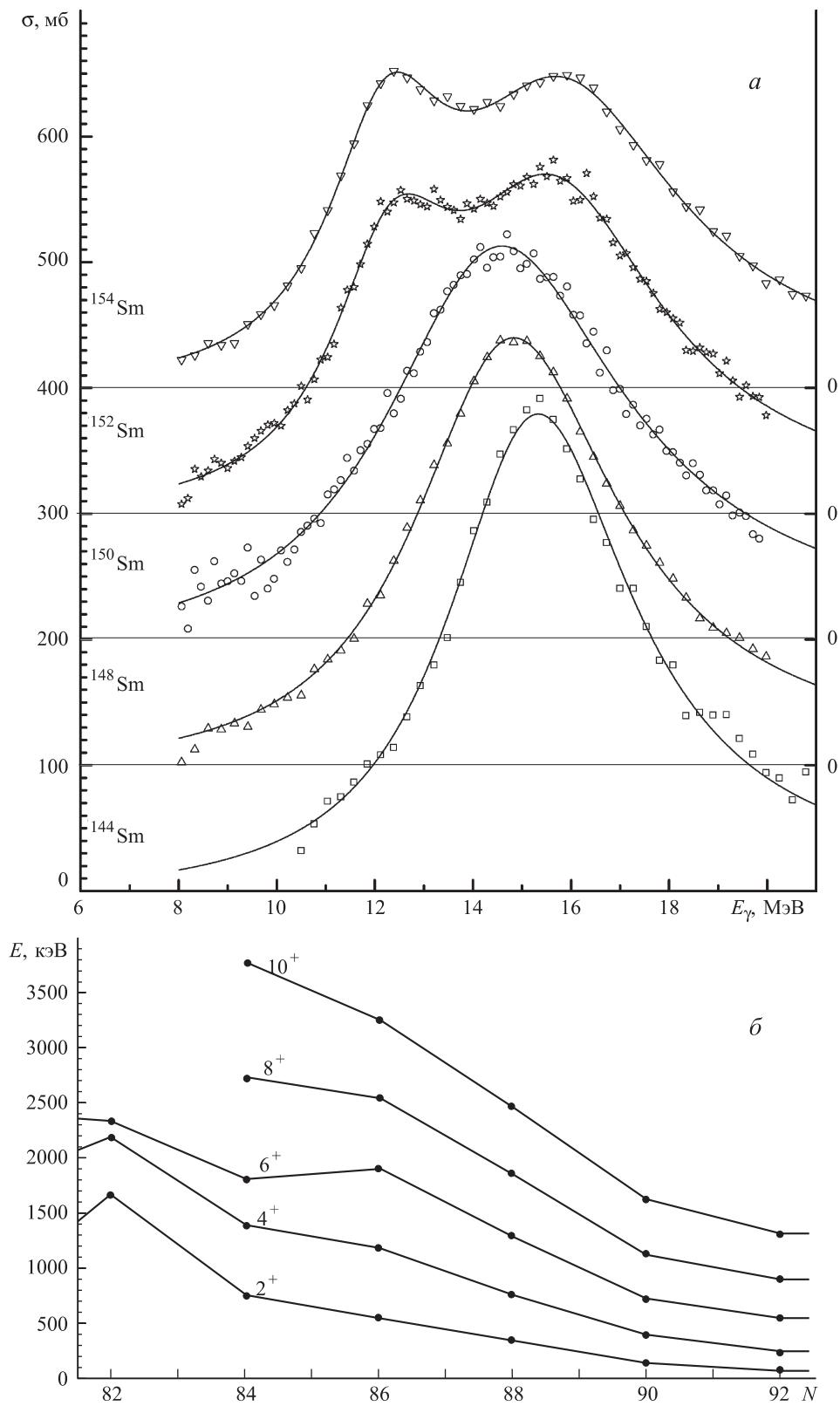


Рис. 6. а — экспериментально измеренные сечения реакции (γ, sn) на изотопах Sm. Обозначения как на рис. 5. б — спектр ираст-состояний 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ , 10^+ в четных изотопах $^{142-154}\text{Sm}$

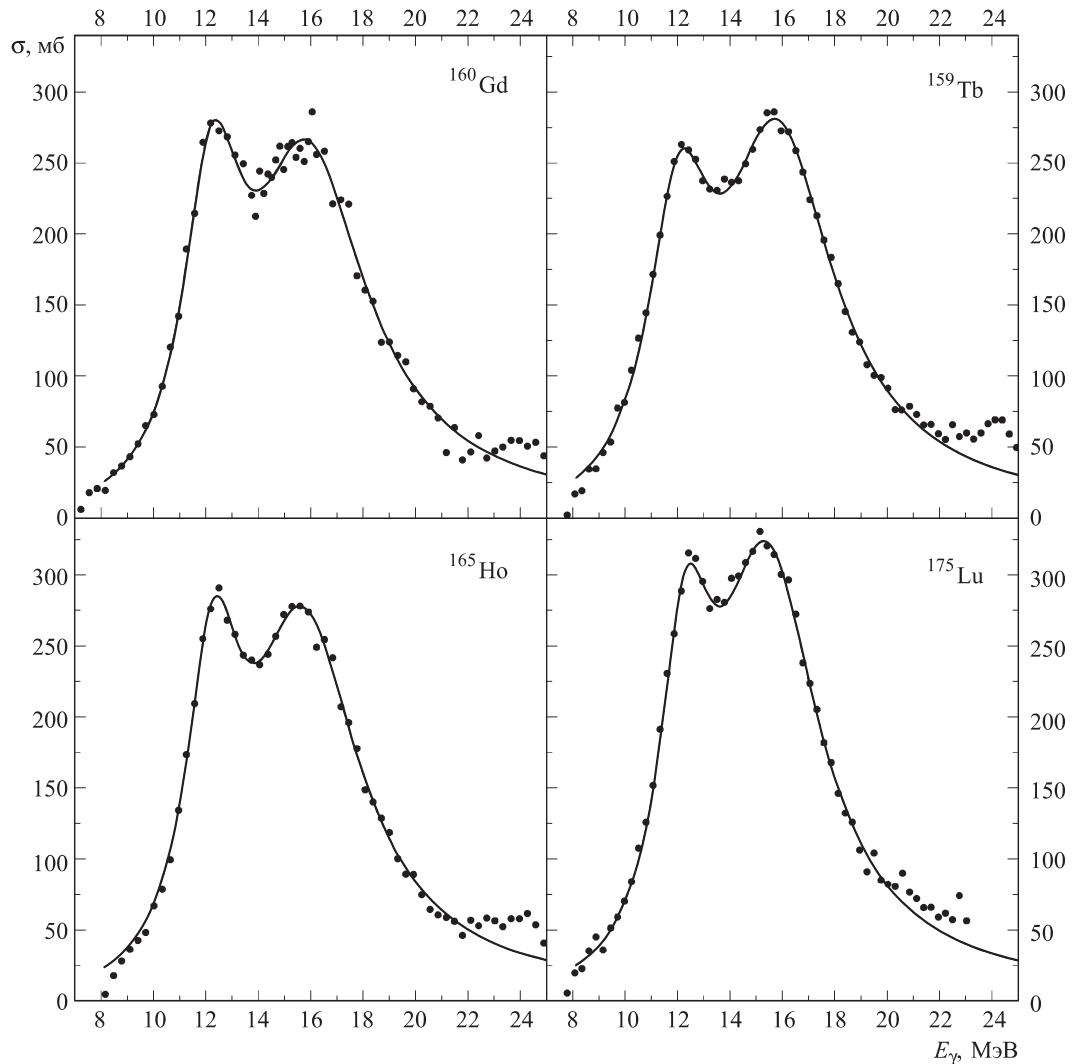


Рис. 7. Сечения реакции (γ, sn) на изотопах ^{160}Gd , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{175}Lu . Точки — экспериментальные данные, кривые — аппроксимация экспериментальных данных суммой двух кривых Лоренца

Таблица 1

Спины и четности основных состояний нечетных изотопов неодима $^{141-153}\text{Nd}$ ($Z = 60$) и самария $^{143-155}\text{Sm}$ ($Z = 62$)

Nd, $Z = 60$					Sm, $Z = 62$				
A	N	J^P	β_2 [27], эксп.	β_2 [28], теор.	A	N	J^P	β_2 [27], эксп.	β_2 [28], теор.
141	81	$3/2^+$	+0.085	+0.092	143	81	$3/2^+$	+0.102	+0.058
$141m$ 756.51 кэВ	81	$11/2^-$			$143m$ 753.99 кэВ	81	$11/2^-$		
143	83	$7/2^-$	-0.063	+0.064	145	83	$7/2^-$	-0.065	-0.048
145	85	$7/2^-$	-0.033	+0.106	147	85	$7/2^-$	-0.028	+0.067
147	87	$5/2^-$	+0.131	+0.147	149	87	$7/2^-$	+0.008	+0.092
149	89	$5/2^-$	+0.187	+0.17	151	89	$5/2^-$	+0.093	+0.188
151	91	$3/2^+$			153	91	$3/2^+$	+0.308	+0.203
153	93	$(3/2^-)$			155	93	$3/2^-$	+0.274	+0.291

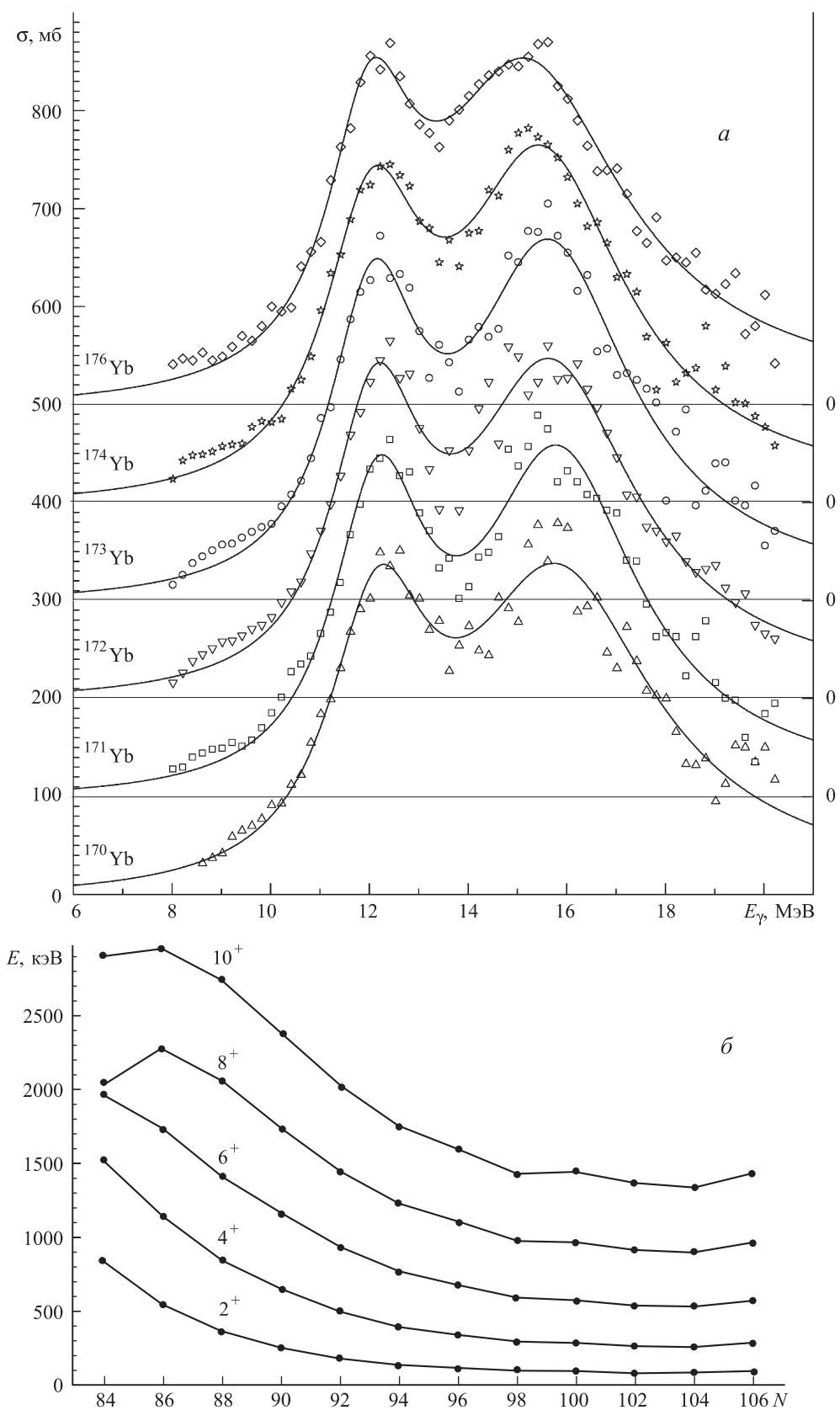


Рис. 8. *a* — экспериментально измеренные сечения реакции (γ, xn) на изотопах Yb. *б* — спектр ираст-состояний 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ , 10^+ в четных изотопах $^{154-176}\text{Yb}$

незаполненной оболочке деформация изотопов Nd и Sm увеличивается, что приводит к расщеплению одночастичных состояний по величине проекции момента j . В частности, значение $J^P = 3/2^+$ основных состояний изотопов ^{151}Nd и ^{153}Sm , по-видимому, связано с сильным расщеплением состояния $1i_{13/2}$ в деформированном потенциале.

Увеличение деформации изотопов $^{140-152}\text{Nd}$ и $^{142-154}\text{Sm}$ по мере увеличения числа нейтронов во внешней оболочке подтверждается зависимостью величины параметра квадрупольной деформации β_2 от массового числа A (рис. 2).

Этот вывод подтверждает также анализ спектров низколежащих возбужденных состояний четных изотопов $^{140-152}\text{Nd}$ и $^{142-154}\text{Sm}$ (рис. 5, 6). Видно, как по мере увеличения массового числа A в спектрах начинает отчетливо проявляться вращательная полоса состояний $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 8^+ \rightarrow 10^+$. Сильное уменьшение энергии первого возбужденного состояния 2^+ в зависимости от массового числа A является дополнительным указанием на увеличение деформации с ростом массового числа A .

Величина параметра квадрупольной деформации достигает максимума в районе $N \approx 100$, что соответствует наполовину заполненной нейтронной оболочке N (82–126). На рис. 7 показаны сечения фотонейтронных реакций (γ, sn) на изотопах ^{160}Gd , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{175}Lu , число нейтронов в которых составляет соответственно 96, 94, 98 и 104. На рис. 8 показаны сечения реакции (γ, xn) на изотопах Yb. Как и следует ожидать, во всех этих ядрах отчетливо проявляется расщепление ДГР на две компоненты, обусловленное деформацией.

В работе [26] показано, что в эллипсоидально деформированных ядрах отношение энергий E_a и E_b определяется соотношением

$$\frac{E_a}{E_b} = 0.911 \frac{b}{a} + 0.089. \quad (1)$$

Разница в энергиях этих колебаний составляет

$$\Delta E = E_a - E_b = 80\beta A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad (2)$$

где $\beta = \frac{b-a}{r_0 A^{1/3}}$ — параметр деформации ядра, $r_0 = 1.3$ фм. Соотношения (1) и (2) позволяют извлекать информацию о деформации ядра, основываясь на данных о деформационном расщеплении ДГР. Анализ деформационного расщепления ДГР позволяет определять не только величину параметра деформации $|\beta_2|$, но и его знак, т. е. является ли ядро вытянутым ($\beta_2 > 0$) или сплюснутым ($\beta_2 < 0$).

В табл. 2 приведены положения максимумов E_{mi} и ширины ДГР Γ_i ядер нейтронных оболочек N (50–80) и (82–126). Для ядер, ДГР на которых явно расщеплен на две компоненты с положениями E_{m1} и E_{m2} и интегральными сечениями I_1 и I_2 , положение максимума рассчитывалось по следующей формуле:

$$E_m = \frac{E_{m1}I_1 + E_{m2}I_2}{I_1 + I_2}.$$

В табл. 2 указаны величины параметров квадрупольной деформации ядер β_2 из [27] и [28], β_2 , рассчитанные нами на основе данных работы [29], и β_2 , полученные из анализа положений максимумов кривых

Лоренца по формулам (1) и (2). Отметим, что β_2 , полученные различными способами, хорошо согласуются друг с другом.

В табл. 3 приведены параметры кривых Лоренца — положения максимумов E_{mi} , величина в максимуме σ_{mi} и ширина на половине высоты Γ_i , — описывающих ДГР, из работы [30] (кроме изотопов Pt, для которых параметры были получены нами по МНК). Из табл. 2 и 3 видно, что ДГР в тяжелых ядрах расщепляется на два максимума, когда величина β_2 превышает значение 0.15–0.2. Например, в случае Nd (рис. 5) отчетливо видно расщепление ДГР на два перекрывающихся максимума при достижении β_2 величины 0.26. В табл. 3 приведены отношения площадей кривых Лоренца I_2/I_1 , которыми аппроксимируется ДГР. Для большинства рассмотренных ядер отношение I_2/I_1 близко к 2, т. е. эти ядра являются вытянутыми.

Таким образом, при заполнении оболочки N (82–126) достигается практически полная коллективизация одночастичных состояний, и деформация является единственным параметром, определяющим форму ДГР.

4. Триаксиальные ядра

Представление деформированных ядер как вытянутых или сплюснутых эллипсоидов хорошо согласуется с экспериментальными данными практически для всех средних и тяжелых ядер. Однако ядро может и не обладать аксиальной симметрией. Согласно коллективной модели, сечение фотопоглощения на ядре с нарушенной аксиальной симметрией (ядро имеет поверхность, по-разному деформированную вдоль трех осей: a , b и c) является суперпозицией трех кривых Лоренца одинаковой интенсивности, положение максимумов которых зависит от величин a , b , c . При малой деформации сечение имеет вид одного максимума, ширина которого увеличивается при увеличении деформации.

Например, для изотопов Os соотношения I_2/I_1 не соответствуют предсказанию коллективной модели для аксиально симметричных ядер (см. табл. 3). В работе [31] приведены результаты экспериментального измерения сечений фотоядерных реакций на изотопах $^{186,188-190,192}\text{Os}$ (рис. 9). Ширина сечений составляет 6.0 МэВ для ^{186}Os , 5.5 МэВ для ^{188}Os и около 4.8 МэВ для $^{189,190,192}\text{Os}$, что больше, чем в случае сферических ядер. Однако расщепление на несколько максимумов не проявляется. Изотопы Os соответствуют переходной области между сильно деформированными ядрами $N \sim 100$ и сферическими ядрами $N \sim 126$ (см. рис. 2).

Расчет [32] показывает, что ядра ^{186}Os имеют вытянутую форму, ^{188}Os и ^{190}Os — асимметричную, а ^{192}Os — сплюснутую. Согласно [31], сечения фотопоглощения на изотопах Os могут быть аппроксимированы тремя кривыми Лоренца одинаковой интенсивности, но положения максимумов этих кривых не согласуются с предсказанием работы [32]. В работе [33] указывается, что изотопы Os могут быть гамма-нестабильными, т. е. иметь несколько низколежащих возбужденных состояний с сильно отличающейся формой ядра. Однако точность эксперимента не позволила надежно идентифицировать эти ядра ни как триаксиальные, ни как гамма-нестабильные.

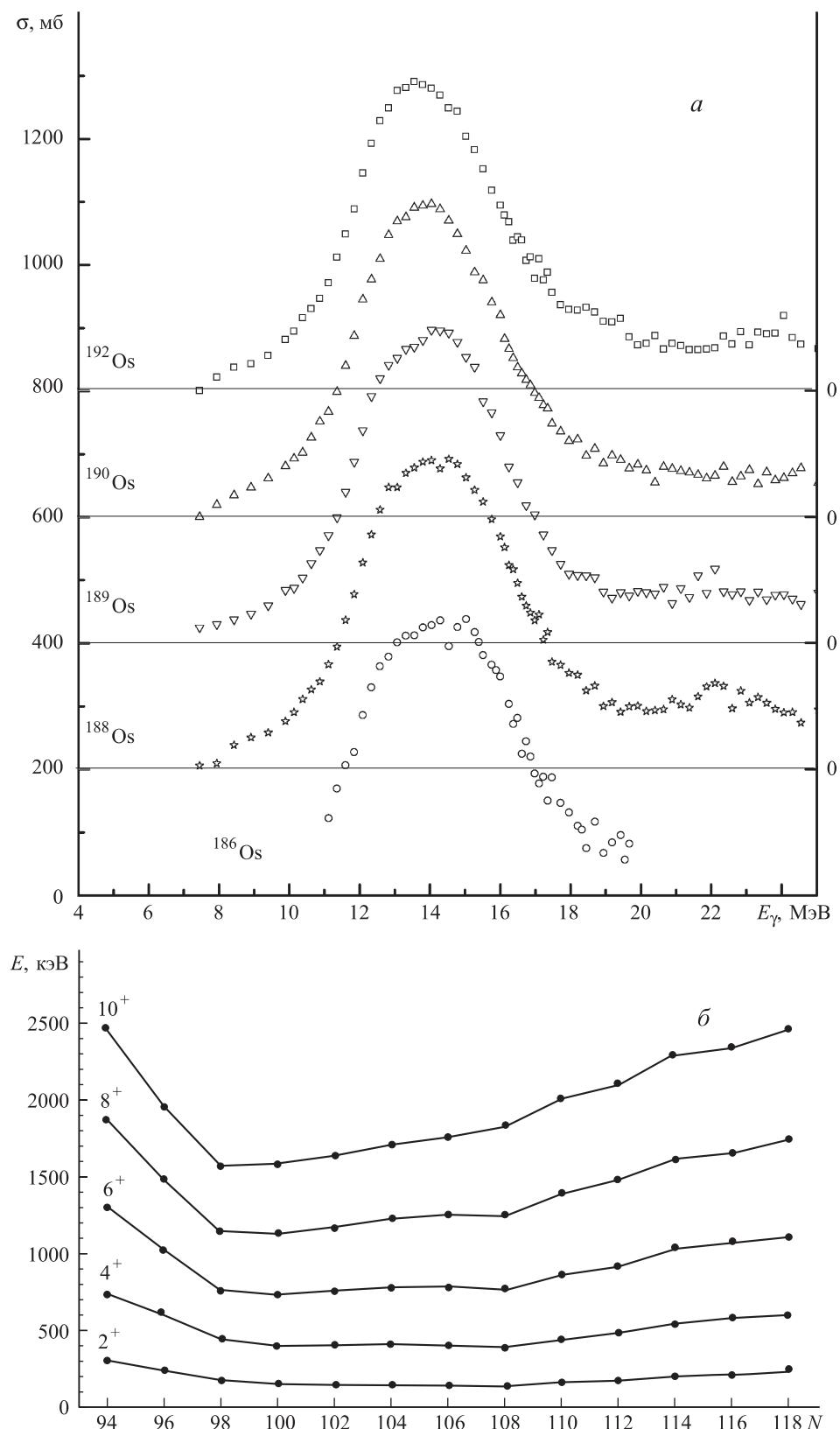


Рис. 9. а — экспериментально измеренные сечения реакции (γ, sn) на изотопах Os. б — спектр ираст-состояний $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$ в четных изотопах $^{170-194}\text{Os}$

Таблица 2

Параметры сечений фотонейтронных реакций $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots \approx (\gamma, abs)$ на деформированных ядрах

Химич. элемент	Z	N	A	E_m , МэВ	Γ , МэВ	β_2 , расчет	β_2 [27], эксп.	β_2 [28], теор.	$ \beta_2 $ [29], теор.	$\frac{b}{a}$
Mo	42	50	92	16.7	4.9		0.1058			1.11
Mo	42	52	94	16.2	5.5		0.1509	+0.095	0.17	1.16
Mo	42	54	96	16.5	6.1		0.172	+0.114	0.17	1.18
Mo	42	56	98	15.4	5.8		0.1684	+0.147	0.16	1.17
I	53	74	127	15.1	5.7	0.16	-0.143	-0.125	0.10	0.860
Nd	60	82	142	14.9	4.3		0.093		0.04	1.09
Nd	60	83	143	14.9	4.8		-0.063	+0.064	0.08	0.938
Nd	60	84	144	15.3	4.9		0.033	+0.12	0.07	1.03
Nd	60	85	145	15.0	4.9		-0.033	+0.106	0.08	0.967
Nd	60	86	146	14.8	6.6		0.142	+0.148	0.08	1.15
Nd	60	88	148	14.8	7.5	0.23	0.264	+0.17	0.13	1.28
Nd	60	90	150	14.8	4.3	0.33	0.359	+0.178	0.25	1.39
Sm	62	82	144	15.4	4.3		0.09			1.09
Sm	62	86	148	14.6	5.2		0.14	+0.174	0.11	1.14
Sm	62	88	150	14.7	5.9		0.19	+0.188	0.15	1.20
Sm	62	90	152	14.5	7.1	0.27	0.31	+0.193	0.28	1.33
Sm	62	92	154	14.8	8.1	0.32	0.34	+0.194	0.34	1.37
Eu	63	90	153	14.8	7.5	0.30	0.325	+0.228	0.34	1.35
Gd	64	96	160	14.7	7.5	0.33	0.3534	+0.266	0.47	1.39
Tb	65	94	159	14.7	7.6	0.41	0.326	+0.298	0.39	1.35
Ho	67	98	165	14.7	7.0	0.31	0.322	+0.306	0.33	1.35
Lu	71	104	175	14.6	6.7	0.35	0.292	+0.275	0.34	1.31
Ta	73	108	181	14.4	6.4	0.26	0.261	+0.326	0.34	1.28
W	74	112	186	14.2	6.0	0.18	0.2238	+0.185	0.22	1.24
Os	76	110	186	14.2	5.1	0.19	0.19026	+0.182		1.20
Os	76	112	188	14.2	5.2	0.18	0.18009	+0.172		1.19
Os	76	113	189	14.0	4.9	0.18	0.17596	+0.165		1.18
Os	76	114	190	14.0	4.8	0.15	0.15217	+0.156		1.16
Os	76	116	192	14.0	4.8	0.15	0.14789	+0.142		1.15
Pt	78	116	194	13.8	4.8		0.1434	+0.14	0.08	1.15
Pt	78	117	195	14.0	4.8	-0.17			0.11	
Pt	78	118	196	13.8	4.4		0.1308	+0.131	0.05	1.13
Pt	78	120	198	13.7	4.6		0.113	+0.084	0.03	1.12
Th	90	142	232	13.1	6.6	0.28	0.2608			1.28
U	92	141	233	13.4	6.7	0.27	0.256	+0.202		1.27
U	92	142	234	13.0	5.8	0.27	0.272		0.15	1.29
U	92	143	235	13.2	6.6	0.30	0.262	+0.216	0.24	1.28
U	92	144	236	12.9	6.4	0.28	0.282			1.30
U	92	146	238	13.1	6.7	0.30	0.286		0.16	1.31
Np	93	144	237	13.2	6.4	0.30	0.264	+0.227		1.28
Pu	94	145	239	12.9	5.4	0.24				

E_m — положение максимума ДГР, Γ — ширина ДГР. Параметры β_2 были рассчитаны нами по формулам (1) и (2) на основе положений максимумов E_{mi} . Указаны соотношения длин осей ядер b/a , полученные на основе β_2 [27].

**Параметры компонент деформационного расщепления ДГР
ядер нейтронной оболочки N (82–126) [30]**

Химич. элемент	Z	N	A	E_{m1} , МэВ	σ_{m1} , мб	Γ_1 , МэВ	E_{m2} , МэВ	σ_{m2} , мб	Γ_2 , МэВ	Отношение площадей под кривыми I_2/I_1
Nd	60	88	148	12.76	107	3.97	15.48	220	5.3	2.74
Nd	60	90	150	12.3	175	3.38	16.04	223	5.17	1.95
Sm	62	90	152	12.38	176	2.97	15.47	234	5.22	2.34
Sm	62	92	154	12.27	181	2.95	15.94	215	5.7	2.30
Eu	63	90	153	12.33	185	2.75	15.79	222	5.83	2.54
Gd	64	96	160	12.23	215	2.77	15.96	233	5.28	2.07
Tb	65	94	159	12.07	196	2.98	15.88	248	5.1	2.17
Ho	67	98	165	12.28	214	2.57	15.78	246	5	2.30
Lu	71	104	175	12.32	217	2.5	15.47	287	4.7	2.49
Ta	73	108	181	12.3	259	2.43	15.23	341	4.48	2.43
W	74	112	186	12.59	211	2.29	14.68	334	5.18	3.58
Os	76	110	186	13.03	308	3.13	15.26	302	3.38	1.06
Os	76	112	188	12.81	260	2.76	14.88	390	4.19	2.28
Os	76	113	189	12.68	268	2.71	14.68	395	3.62	1.97
Os	76	114	190	12.68	206	2.6	14.4	401	4.16	3.11
Os	76	116	192	12.68	206	2.49	14.35	389	4.41	3.34
Pt	78	117	195	13.04	386	3.13	15.04	228	4.6	0.87

E_{mi} , σ_{mi} , Γ_i — соответственно положение максимума компоненты, величина сечения компоненты в максимуме и ширина компоненты. I_2/I_1 — отношение интегральных сечений компонент деформационного расщепления.

Заключение

Деформация атомных ядер — это одно из фундаментальных макроскопических проявлений их микроскопической структуры. Проведенный в работе анализ имеющихся в литературе данных о ДГР в области средних и тяжелых ядер указывает на то, что деформация атомных ядер является основным фактором, определяющим взаимодействие атомных ядер в области массовых чисел $A > 100$ с фотонами в области энергии от нуклонного порога до 20–30 МэВ.

За счет высокой степени коллективизации ДГР в тяжелых ядрах деформационное расщепление и его основные особенности хорошо описываются в динамической коллективной модели ядра.

Отработанные методики исследования ДГР и хорошее количественное описание деформационного расщепления ДГР в коллективных моделях позволяют исследовать деформацию ядра, анализируя результаты измерения сечений фотопоглощения.

Список литературы

1. Rutherford E. // Phil. Mag. Ser. 6. 1911. **21**. P. 669.
2. Bohr N. // Nature. 1939. **137**. P. 344.
3. Mayer M.G. // Phys. Rev. 1949. **75**. P. 1969.
4. Haxel O., Jensen J.H.D., Suess H.E. // Phys. Rev. 1949. **75**. P. 1766.
5. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
6. Baldwin G.K., Klaiber G.S. // Phys. Rev. 1947. **71**. P. 3.
7. Steinwedel H., Jensen J.H.D. // Z. Naturforsch. 1950. **50**. P. 413.
8. Goldhaber M., Teller E. // Phys. Rev. 1984. **74**. P. 1046.
9. Danos M. // Ann. d. Phys. 1952. **10**. P. 265.
10. Wilkinson D.H. // Physica. 1956. **22**. P. 1039, 1043, 1058.
11. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. B. 1964. **134**. P. 284.
12. Huber M.G., Danos M., Weber H.J., Greiner W. // Phys. Rev. 1968. **155**. P. 1073.
13. Elliot J.P., Flowers B.H. // Proc. Roy. Soc. 1957. **A242**. P. 57.
14. Brown G.E., Bolsterli M. // Phys. Rev. Lett. 1959. **3**. P. 472.
15. Ишханов Б.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 2. С. 3.
16. Townes C.H., Foley H., Low W. // Phys. Rev. 1949. **76**. P. 1415.
17. Bohr N., Wheeler J.A. // Phys. Rev. 1939. **56**. P. 426.
18. Rainwater J. // Phys. Rev. 1950. **79**. P. 432.
19. Feenberg E. // Rev. Mod. Phys. 1947. **19**. P. 239.
20. Feenberg E. // Phys. Rev. 1939. **55**. P. 504.
21. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 2. М., 1977.
22. Nilsson S.G. // Dan Mat. Fys. Medd. 1955. **29**. P. 16.
23. Бобошин И.Н. Магические числа и эволюция оболочечной структуры атомных ядер. Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. <http://dbserv.sinp.msu.ru:8080/sinp/new/files/ar-168.pdf>.
24. Ишханов Б.С., Трощиев С.Ю., Четверткова В.А. Препринт НИИЯФ МГУ. 2009-7/851.

25. Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 2003. Т. 1-2. С. 48.
26. Данос М., Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. // УФН. 1995. **165**. Р. 1345.
27. Варламов В.В. Карта параметров формы и размеров ядер. <http://cdfe.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>.
28. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2005. **68**. С. 1407.
29. Okamoto K. // Phys. Rev. 1958. **110**. Р. 143.
30. Dietrich S.S., Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. **38**. Р. 199.
31. Berman B.L., Faul D.D., Alvarez R.A. et al. // Phys. Rev. C. 1979. **19**. Р. 1205.
32. Kumar K., Baranger M. // Nucl. Phys. 1968. **A110**. Р. 529.
33. Sedlmayr R., Sedlmayr M., Greiner W. // Nucl. Phys. 1974. **A232**. Р. 465.

Giant dipole resonance in heavy deformed nuclei

B. S. Ishkhanov^{1,2}, S. Yu. Troschiev^{2,a}

¹*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP);*

²*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics,
M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: ^asergey.troschiev@gmail.com.*

Analysis of all experimental data on nuclear shape deformation and photonuclear reactions cross-section in energy region of giant dipole resonance is carried out. Connection between resonance width and nucleus quadrupole deformation parameter value is shown.

Keywords: photonuclear reactions, giant resonance, nuclear shape deformation.

PACS: 25.20.-x.

Received 31 March 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2011).

Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой общей ядерной физики физич. ф-та МГУ, гл. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
2. Трошиев Сергей Юрьевич — аспирант; e-mail: sergey.troschiev@gmail.com.