

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. Предсказание, открытие и исследование

Б.С. Ишханов¹, И.М. Капитонов

Три четверти века назад А.Б. Мигдал в работе "Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер" [ЖЭТФ 15 81 (1945)] ввёл в ядерную физику концепцию квантовых коллективных мод возбуждения, предсказав явление гигантского дипольного резонанса (ГДР). Исследования ГДР оказали огромное влияние на формирование современных представлений о динамике ядра. Дан краткий анализ работы А.Б. Мигдала, прослеживается история теоретического и экспериментального изучения ГДР. Упомянуты новые формы ГДР и аналоги ГДР в неядерных микросистемах.

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, коллективные возбуждения, фотоядерные реакции, ядерная физика

PACS numbers: 01.65. + g, 24.30.Cz, 25.20. – x

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.02.038725>

Содержание

1. Введение. Предсказание гигантского дипольного резонанса (147).
 2. Гигантский дипольный резонанс как коллективное ядерное возбуждение (148).
 3. Первый этап экспериментальных исследований гигантского дипольного резонанса (150).
 4. Теоретические исследования гигантского дипольного резонанса. Микроскопический подход (151).
 5. Проблема структуры и ширины гигантского дипольного резонанса (154).
 6. Новые формы гигантского дипольного резонанса (159).
 7. Аналоги гигантского дипольного резонанса в неядерных микросистемах (160).
 8. Заключение (160).
- Список литературы (161).

К 75-летию выхода в свет работы А.Б. Мигдала
"Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер"

1. Введение. Предсказание гигантского дипольного резонанса

В 2020 г. исполнилось 75 лет со времени опубликования исторической работы А.Б. Мигдала "Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер" [1], в которой он предсказал существование в атомных ядрах коллективного возбуж-

дения нового типа. В отличие от менее энергетичных поверхностных колебаний ядерной жидкой капли, в предсказанные Мигдалом колебания вовлечены все нуклоны ядра. В процессе этих колебаний все нейтроны движутся относительно всех протонов, генерируя электрические дипольные возбуждения с энергиями > 10 МэВ. По существу, это было предсказанием важнейшего универсального ядерного явления — доминирующего в сечениях поглощения фотонов атомными ядрами гигантского дипольного резонанса (ГДР), вызванного электрическими дипольными E1-фотонами.

Масштаб этого явления на шкале ядерных и нуклонных энергий возбуждения схематически иллюстрируется рис. 1. ГДР, присущий всем ядрам с числом нуклонов $A > 2$, является наиболее сильной реакцией атомных ядер на электромагнитное излучение. Он доминирует в области энергий 10–50 МэВ, практически перекрывая половину энергетической шкалы ядерных возбуждений, которая простирается примерно до 100 МэВ.

А.Б. Мигдал в работе [1] вычислил дипольный момент d , возникающий в ядре под действием однородного

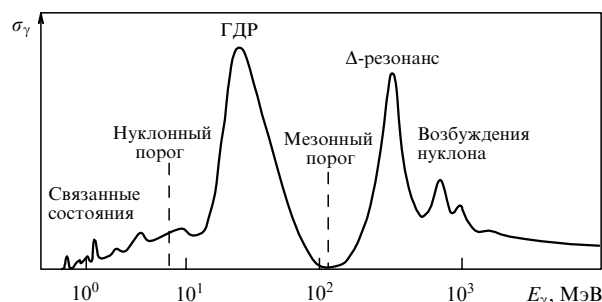


Рис. 1. Схематическая зависимость сечения поглощения фотонов атомными ядрами и свободными нуклонами от энергии фотонов.

Б.С. Ишханов⁽¹⁾, И.М. Капитонов⁽²⁾

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,
Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: ⁽¹⁾ bsi@depni.sinp.msu.ru, ⁽²⁾ igor-kapitonov@yandex.ru

Статья поступила 25 декабря 2019 г.,
после доработки 27 января 2020 г.

внешнего поля. Он применил полуклассическое рассмотрение, основанное на представлении о взаимопроникающих протонной и нейтронной жидкостях. Привлекая правило сумм для электрических дипольных переходов, практически без использования моделей Мигдал получил соотношение, связывающее среднюю энергию $\langle E \rangle$ этих переходов с константой β в слагаемом энергии симметрии $\beta(N-Z)^2/A$ в полуэмпирической формуле Вайцзеккера для энергии связи ядерной жидкой капли:

$$E_b = \alpha A - \beta \frac{(N-Z)^2}{A} - \gamma A^{2/3} - \eta \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{(-1)^N + (-1)^Z}{A^{3/4}}, \quad (1)$$

где N и Z — количества нейтронов и протонов в ядре, α , β , γ , η , ε — эмпирически подобранные численные коэффициенты. При этом Мигдал полагал, что энергия равномерно распределена по всему ядру и характеризуется плотностью $\beta(\rho_n - \rho_p)^2/\rho$, где ρ_n , ρ_p и ρ — соответственно плотности нейтронной, протонной жидкостей и полная плотность ($\rho_n + \rho_p = \rho = \text{const}$).

Процедура вычислений состояла в том, что статический дипольный момент ядра d в однородном электрическом поле, рассчитанный с помощью формулы Вайцзеккера, применённой к малому объёму ядерной материи, приравнивался квантово-механическому выражению для дипольного момента. Получено следующее соотношение, позволившее найти среднюю энергию $\langle E \rangle$ дипольных переходов:

$$\frac{\sum_n |d_{0n}|^2 / (E_n - E_0)}{\sum_n (E_n - E_0) |d_{0n}|^2} = \frac{1}{\langle E \rangle^2}, \quad (2)$$

где d_{0n} — статический дипольный момент, приобретаемый ядром при переходе из основного состояния с энергией E_0 в возбуждённое с энергией E_n . Числитель в левой части соотношения (2) выражается через рассчитанный Мигдалом с помощью формулы Вайцзеккера статический дипольный момент d , а знаменатель вычисляется с помощью дипольного правила сумм $\sum_n (E_n - E_0) |d_{0n}|^2$ с использованием для него классического выражения $[2\pi^2 e^2 \hbar / (Mc)] Z$, где M — масса нуклона. Вычисленная Мигдалом средняя энергия $\langle E \rangle$ дипольных возбуждений может быть записана в следующем виде

$$\langle E \rangle = \sqrt{40 \frac{NZ}{A^2} \beta \frac{\hbar^2}{MR^2}} \approx 80 A^{-1/3} \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Для численных оценок здесь приняты значение $\beta = 24$ МэВ и радиус ядра $R = 1,2 A^{1/3}$ фм. Формула (3) даёт для тяжёлых ядер величину $\langle E \rangle = 13-14$ МэВ. Отметим, что расчёты Мигдала, хотя они основаны на коллективной модели протонной и нейтронной жидкостей, в равной степени применимы и к оболочечной модели двух идеальных ферми-газов.

2. Гигантский дипольный резонанс как коллективное ядерное возбуждение

Гигантский дипольный резонанс впервые наблюдался в 1947 и 1948 гг. в двух экспериментах Болдуина и Клайбера [3], выполненных на тормозном γ -пучке бетатрона с энергией 100 МэВ. Болдуин и Клайбер обнаружили, что

сечения реакций $^{12}\text{C}(\gamma, n)$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ и реакции фотоделения Th имеют форму широких максимумов с центром тяжести при энергиях 16–25 МэВ.

Результаты этих измерений были интерпретированы Гольдхабером и Теллером [4], которые, по-видимому, не были знакомы с работой Мигдала. Независимо от Мигдала авторы [4] отметили электрический дипольный характер поглощения фотонов в области энергий 10–30 МэВ и получили выражения для резонансной энергии E_m классических гармонических колебаний протонов относительно нейтронов в трёх приближениях:

1) каждый из протонов и нейтронов колеблется относительно своего положения равновесия, подобно ионам, колеблющимся в кристалле;

2) протоны и нейтроны колеблются относительно друг друга подобно сжимаемым жидкостям в пределах фиксированной поверхности ядра (вариант Мигдала);

3) протоны и нейтроны колеблются относительно друг друга подобно недеформируемому (несжимаемому) сферам.

Согласно первой модели E_m не зависит от числа A нуклонов в ядре, согласно второй — она пропорциональна $A^{-1/3}$, согласно третьей — пропорциональна $A^{-1/6}$. Так как в то время наилучшее согласие с экспериментом получалось при $E_m \sim A^{-1/6}$, Гольдхабер и Теллер развили третью модель, которую в научной литературе в дальнейшем и ассоциируют с их именами, т.е. называют моделью Гольдхабера–Теллера. Согласно этой модели $E_m \approx 45 A^{-1/6}$ МэВ.

Вторая предложенная Гольдхабером и Теллером модель, т.е. мигдаловская модель сжимаемых протонной и нейтронной жидкостей, была развита Штейнвеллом и Йенсенсом [5], а также Даносом [6]. Как и Мигдал, авторы [5, 6] записывали плотность симметричной энергии ядра в виде $\beta(\rho_n - \rho_p)^2/\rho$. Внешнее электромагнитное поле вызывает противофазные колебания плотностей нейтронной и протонной жидкостей (поляризационные колебания), которые удовлетворяют обычному волновому уравнению гидродинамики. При этом волновое число таких колебаний связано с константой β энергии симметрии. В ядре возникают своего рода звуковые волны (так называемые волны второго звука), при которых две нуклонные жидкости колеблются относительно друг друга, а полная плотность нуклонов считается постоянной.

Детальные расчёты наименьшей резонансной частоты этих колебаний приводят к следующему выражению для резонансной энергии E_m :

$$E_m = \sqrt{34,6 \frac{NZ}{A^2} \beta \frac{\hbar^2}{MR^2}} \approx 75 A^{-1/3} \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Видно, что, несмотря на использование более изощрённого математического аппарата, полученное соотношение практически повторяет соотношение (3), вытекающее из подхода Мигдала.

Сравним предсказания моделей Мигдала и Гольдхабера–Теллера (с недеформируемыми нуклонными сферами) о положении максимума ГДР E_m в зависимости от массового числа A с экспериментальными данными, которые имеются для большинства стабильных ядер, — часть из них представлена на рис. 2. Видно, что с возрастанием A максимум ГДР E_m смещается к более низким энергиям. Соответствующая экспериментальная зависимость показана кружками на рис. 3 в сравнении с

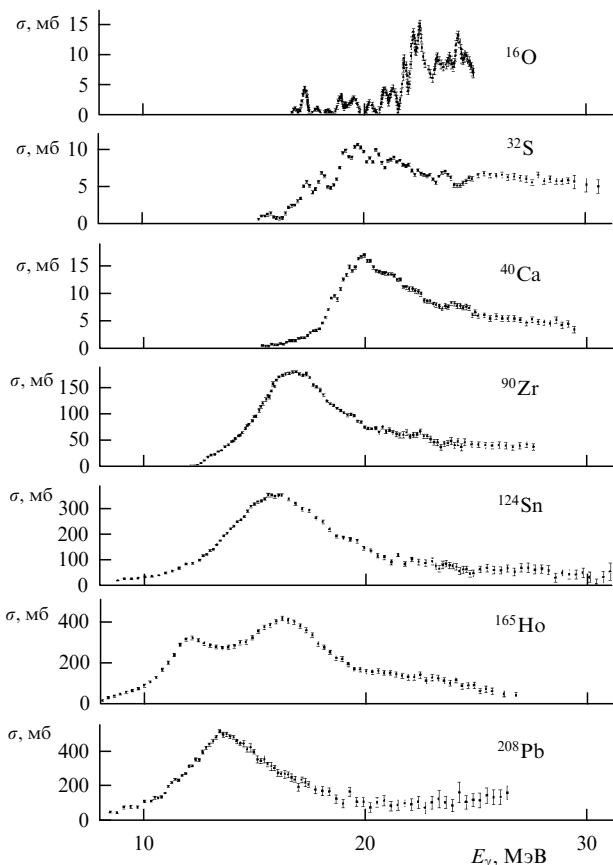


Рис. 2. Сечения фотонейтронной реакции в области гигантского дипольного резонанса на ядрах с различными массовыми числами A .

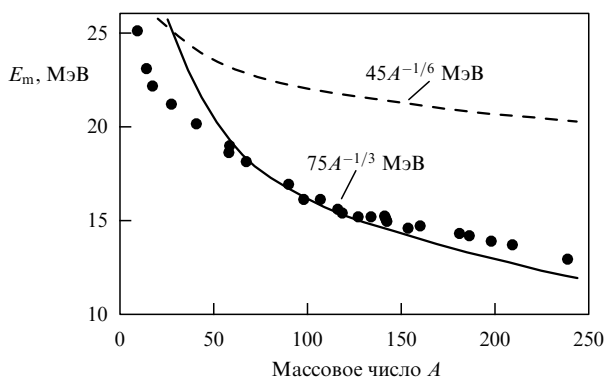


Рис. 3. Экспериментальная зависимость максимума ГДР E_m от массового числа A (кружки) и предсказания моделей Мигдала (Штейнвелдэ – Йенсена) — сплошная кривая и Гольдхабера – Теллера — штриховая кривая.

предсказаниями двух обсуждаемых моделей. Очевиден выбор в пользу модели Мигдала, которая особенно хорошо воспроизводит данные эксперимента для A от 50 до 150. Таким образом, ГДР в рамках коллективного подхода следует трактовать как противофазные колебания сжимаемых протонной и нейтронной жидкостей в пределах фиксированной ядерной поверхности, а не как относительные колебания двух жёстких недеформируемых нуклонных сфер.

В 1958 г. Данос [6] и Окамото [7] установили наличие корреляции между шириной Γ гигантского резонанса и параметром квадрупольной деформации δ ядра в основ-

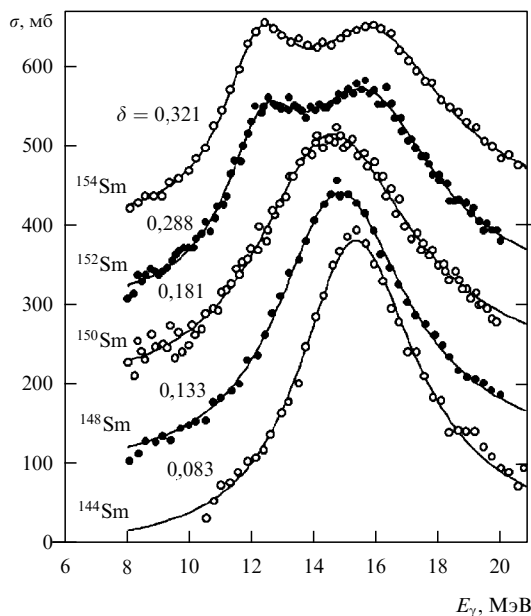


Рис. 4. Фотонейтронные сечения изотопов Sm [8]. Приведены величины их параметра квадрупольной деформации δ .

ном состоянии (эффект Даноса – Окамото). Суть этого эффекта состоит в том, что в несферических ядрах, имеющих форму аксиально-симметричного эллипсоида, должны быть две резонансные частоты дипольных колебаний (т.е. расщепление на две компоненты гигантского резонанса), отвечающих движениям колеблющихся нуклонных жидкостей вдоль и поперёк оси симметрии ядра. Это должно приводить к уширению сечения фотопоглощения и при значительных деформациях к появлению в нём двух максимумов. Максимум при более низкой энергии должен отвечать дипольным вибрациям вдоль длинной оси ядерного эллипсоида, а максимум при более высоких энергиях — вибрациям вдоль короткой оси эллипсоида. В качестве примера на рис. 4 приведены данные 1974 г. по сечениям фотонейтронных реакций изотопов самария Sm [8].

Хорошо видно, как с возрастанием A происходит сначала уширение ГДР, а затем и его расщепление на два максимума, т.е. формирование двух компонент гигантского резонанса.

Появление двух компонент ГДР в аксиальных ядрах с заметной квадрупольной деформацией — это эффект, предсказываемый моделью Мигдала. Действительно, из формул (3) и (4) следует, что резонансная энергия (частота) дипольных колебаний обратно пропорциональна радиусу ядра R . У аксиального ядра имеются два характерных размера: длины a и b соответственно короткой и длинной осей эллипсоида, поэтому их резонансные энергии должны быть сдвинуты на величину

$$\Delta E = E_a - E_b \approx 75 \times 1,2 \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) \text{ МэВ} \approx \approx 75A^{-1/3} |\delta| \text{ МэВ}, \tag{5}$$

где параметр деформации $\delta = (b - a)/\langle R \rangle$ и $\langle R \rangle = \sqrt{ab} = = 1,2A^{1/3}$ фм. С точностью 10–15 % формула (5) воспроизводит величину расщепления ГДР наиболее тяжёлых изотопов самария ^{152}Sm и ^{154}Sm .

Расщепление ГДР на две компоненты отчётливо проявляется и в сильно деформированном ядре ^{165}Ho , имеющем $|\delta| = 0,294$ (см. рис. 2). С точностью 5 % величина этого расщепления совпадает с оценкой по формуле (5). Приведённые данные вместе с другими, относящимися к тяжёлым деформированным ядрам, с одной стороны, говорят о сохранении степени несферичности этих ядер при энергиях возбуждения 10–20 МэВ, а с другой — свидетельствуют в поддержку модели Мигдала.

3. Первый этап экспериментальных исследований гигантского дипольного резонанса

А.Б. Мигдал с сотрудниками вернулся к описанию гигантского резонанса через 20 лет после опубликования своей пионерской работы [1], используя для этого созданную им теорию конечных ферми-систем (ТКФС) [9–12]. К тому моменту исследования ГДР велись полным ходом. Это явление сразу же после его экспериментального обнаружения привлекло внимание физиков-ядерщиков, и они приступили к его изучению. Несколько десятков лабораторий по всему миру включили исследование ГДР в число своих наиболее приоритетных научных направлений, чему способствовало появление доступных электронных ускорителей на энергии до 100 МэВ, таких как бетатроны, синхротроны, линейные ускорители, микротроны. Наиболее активные и успешные экспериментальные исследования выполнялись в США, Канаде, СССР, Германии, Франции, Италии, Нидерландах, Бельгии, Швеции, Югославии, Японии, Австралии. В основном изучались сечения основных каналов распада ГДР — фотопротонного и фотонейтронного, реже — сечения полного поглощения фотонов, а также спектры и угловые распределения фотонуклонов. Довольно быстро были получены данные для большинства наиболее распространённых стабильных изотопов и было подтверждено, что ГДР — универсальное масштабное ядерное явление и вызвано оно электрическими дипольными фотонами.

На рисунке 5 показаны для ядер с различным числом нуклонов проинтегрированные по области ГДР сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma}^{\text{int}} = \int \sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$, полученные как сум-

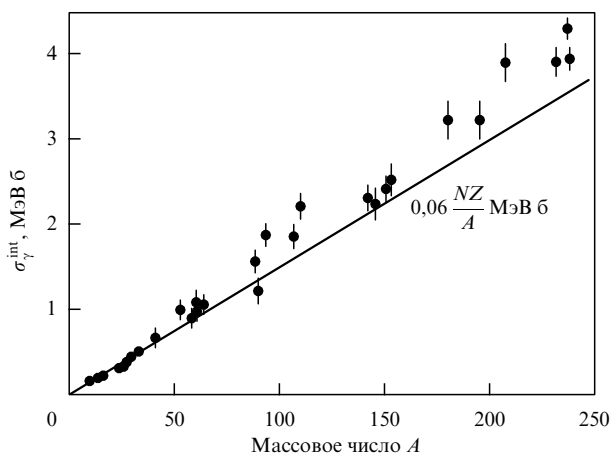


Рис. 5. Интегральные сечения фотопоглощения в области ГДР для ядер с различными массовыми числами. Линия — предсказание классического дипольного правила сумм.

мированием сечений основных фотонуклонных реакций, так и по данным прямых измерений сечений фотопоглощения. Близость классической оценки $0,06(NZ/A)$ МэВ б к экспериментальным значениям доказывает электрический дипольный характер поглощаемых ядром фотонов. В случае доминирующего поглощения фотонов другого типа (M1, E2, ...) экспериментальные значения с учётом справедливости длинноволнового приближения (длина волны фотонов $\lambda \gg R$, где R — радиус ядра) легли бы значительно ниже классической оценки. Некоторое превышение (до ≈ 30 –40 %) экспериментальных значений над оценкой $0,06(NZ/A)$ МэВ б в ядрах с $A > 100$ объясняется спецификой межнуклонных сил, в основном их обменным характером [13].

Проведение фотоядерных экспериментов на электронных ускорителях оказалось непростой задачей. Помимо преодоления трудностей, связанных с малыми сечениями фотоядерных реакций, требовалось разработать методы использования пучков электронов для генерации высокоэнергетичных фотонов. Наиболее часто применяемым способом генерации таких фотонов является создание пучков тормозного γ -излучения. С помощью тормозных пучков выполнено наибольшее число (а в начальный период исследований подавляющее большинство) фотоядерных экспериментов. Поскольку, однако, спектр тормозного γ -излучения непрерывен с верхней границей E_{γ}^{max} , то непосредственным результатом эксперимента является не сечение реакции, а её выход $Y(E_{\gamma}^{\text{max}})$, связанный с эффективным сечением $\sigma(E_{\gamma})$ интегральным уравнением

$$Y(E_{\gamma}^{\text{max}}) = \int_0^{E_{\gamma}^{\text{max}}} \sigma(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{\text{max}}) dE_{\gamma}, \quad (6)$$

в котором под знаком интеграла находится произведение спектральной функции тормозного излучения $W(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{\text{max}})$ и сечения реакции. Интегрирование по энергии проводится по всей области энергий тормозных фотонов (от 0 до E_{γ}^{max}). Для нахождения $\sigma(E_{\gamma})$ измеряют выход реакции при различных верхних границах тормозного спектра и далее решают так называемую обратную задачу (нахождения $\sigma(E_{\gamma})$ по зависимости выхода от E_{γ}^{max}) одним из методов численного интегрирования. Обсуждение особенностей работы с пучками тормозного излучения и описание методов получения сечений из кривых выхода можно найти в [14–21].

В СССР первые измерения сечений фотоядерных реакций на пучке тормозного γ -излучения были проведены в 1949–1950 гг. Получены сечения фотоделения изотопов урана (^{233}U , ^{235}U , ^{238}U) и тория (^{232}Th) [22]. Измерения были выполнены в Физическом институте Академии наук СССР (ФИАН) на синхротроне с энергией до 30 МэВ, созданном под руководством В.И. Векслера. Для регистрации продуктов деления использовалась дифференциальная ионизационная камера. Измерения показали, что все полученные сечения подобны по форме и имеют чётко выраженные максимумы при энергии 13–14 МэВ. По положению и форме эти сечения оказались сходными с сечениями других фотоядерных реакций на тех же ядрах.

В 1950-е годы во всём мире развернулись интенсивные исследования сечений фотонейтронных реакций на средних и тяжёлых ядрах, что объяснялось значительно большей величиной сечений реакций (γ, n) на этих ядрах по

сравнению с сечениями других фотоядерных реакций и возможностью использовать толстые мишени. Кроме того, можно было минимизировать влияние фона, разделив по времени процессы облучения мишени импульсами γ -квантов и регистрации нейтронов, если использовать детекторы с замедлителями или метод наведённой активности. Значительный вклад в эти исследования внесли работы, выполненные в ФИАН СССР. Были измерены сечения образования фотонейтронов из десяти средних и тяжелых элементов (Cu, Zn, Cd, I, Ta, Au, Tl, Bi, Th, U) [23]. Все сечения имели форму гигантских резонансов. Интегральные сечения согласовывались с оценками по правилу сумм [13].

В эти же годы в ФИАНе на 30-МэВ-ном синхротроне выполнялись с использованием ядерных фотоэмпульсий измерения энергетических и угловых распределений фотопротонов из ядер меди, никеля и других средних ядер, которые показали заметное превышение выхода фотопротонов над предсказанным испарительной моделью в высокоэнергетической части протонного спектра [24, 25].

Значительный вклад в информацию о гигантском резонансе внесли прямые измерения полных сечений поглощения фотонов ядрами, выполненные в ФИАНе в 1962–1981 гг. Суть метода (первая попытка его использования описана в работе [26]) состоит в том, что измеряется ослабление пучка фотонов тормозного излучения, прошедшего через поглотитель с известной толщиной, содержащий исследуемые ядра, и сравнением с исходным пучком находится полное сечение всех процессов взаимодействия (как ядерных, так и неядерных) атомов исследуемого вещества с γ -квантами. Поскольку неядерные процессы хорошо изучены, их вклад в суммарное сечение вычитается и остаток приписывается ядерному поглощению. Применение γ -спектрометра позволило обойти трудности, связанные с непрерывным характером спектра тормозного излучения, и энергетическое разрешение метода полностью определялось качеством γ -спектрометра. В экспериментах ФИАНа в качестве детектора фотонов использовался парный магнитный спектрометр с разрешением 120 кэВ для фотонов с энергией 20 МэВ и эффективностью $\approx 10^{-6}$.

Результат для ядра ^{16}O показан на рис. 6, который демонстрирует отчётливую структуру в сечении фотопоглощения ядра ^{16}O . Аналогично в работах фотоядерной группы Люблиана (Югославия) также методом полного фотопоглощения, но уже с комптоновским спектрометром была обнаружена значительная структура в сечениях ядерного фотопоглощения нескольких ядер, от

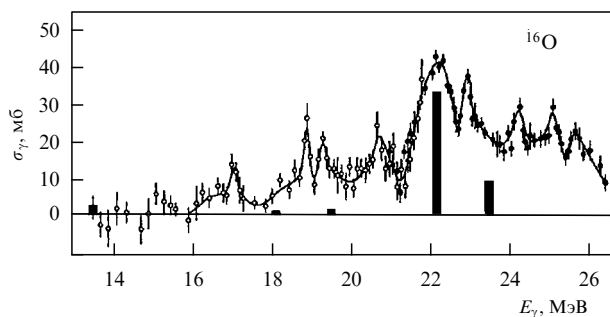


Рис. 6. Сечение фотопоглощения для ядра ^{16}O , измеренное прямым методом на синхротроне с энергией 250 МэВ [27, 28]. Столбики — данные расчёта [41].

бериллия до кальция [29, 30]. Таким образом, данный метод подтвердил наличие сложной структуры ГДР, наблюдавшейся в ряде более ранних фотонейтронных экспериментов.

Методом полного фотопоглощения в ФИАНе в 1960-е годы были получены помимо сечений для ^{16}O сечения для ядер ^9Be , ^{12}C , ^{19}F , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{32}S , ^{40}Ca и Fe. Позднее (1974–1981 гг.) было исследовано более 20 средних и тяжёлых ядер, и для деформированных ядер в этих данных также проявился эффект Даноса–Окамото.

Первый этап изучения ГДР продолжался в течение примерно полутора десятков лет после его экспериментального обнаружения. В этот период получены самые общие характеристики гигантского резонанса. Для многих ядер были определены (в основном в фотонейтронных реакциях) область положения ГДР по энергии и величина сечения. В некоторых фотонейтронных экспериментах, измерениях сечений фотопоглощения и обратных фотоядерных реакциях проявилась структура ГДР. Для ряда ядер были измерены усреднённые по тормозному спектру энергетические и угловые распределения фотопротонов. Практически во всех опытах использовалось тормозное γ -излучение.

Начиная с 1960-х годов экспериментальная база фотоядерных исследований неуклонно совершенствовалась. Стали возможными опыты, дававшие более глубокие сведения о том, как формируется ГДР и каков механизм его распада. Прежде чем перейти к рассмотрению данных нового поколения экспериментальных работ, кратко обсудим ситуацию, сложившуюся к этому времени в теоретических исследованиях ГДР. Более полный обзор теоретических концепций, относящихся к гигантскому резонансу, с подробным перечнем работ можно найти в публикациях [15, 31, 32, 55].

4. Теоретические исследования гигантского дипольного резонанса. Микроскопический подход

Наряду с развитием и широким использованием концепции коллективных видов движения в ядре к началу 1950-х годов сформировались представления о независимом движении нуклонов и существенной роли одночастичных степеней свободы [33]. Возникла возможность интерпретации ГДР в рамках микроскопического подхода. Первые попытки объяснить явление ГДР в рамках такого подхода были сделаны уже в 1953 г. (ссылки на ранние работы можно найти в [34]). Наиболее полно этот подход был реализован Вилкинсоном [35]. Было показано, что в одночастичной модели оболочек электрические дипольные возбуждения формируются переходами нуклонов из заполненной оболочки в ближайшую свободную, поэтому их энергия близка к среднему расстоянию между оболочками. Указанные переходы группируются в сравнительно узком энергетическом интервале, определяемом разбросом энергий E1-переходов, т.е. в этом подходе также возникает ГДР. Таким образом, считалось, что ГДР формируется из невзаимодействующих одночастично-однодырочных ($1p1h$) нуклонных конфигураций (p — нуклон в свободной оболочке, h — вакансия (дырка) в заполненной оболочке) и его "коллективность" отсутствует. При этом оказалось, что расчётная энергия ГДР заметно меньше (в тяжёлых ядрах в два раза) экспериментально наблюдаемой.

Казалось, что описания ГДР в коллективных моделях и в модели независимых частиц в среднем ядерном поле исключают друг друга. Однако в работе [36] было показано, что в осцилляторном среднем поле из дипольных $1p1h$ -конфигураций можно построить когерентную суперпозицию, которая воспроизводит колебательное движение центров тяжести протонов и нейтронов в коллективных моделях. Ситуация прояснилась с появлением работ [37–39]. В первой из них на примере ГДР ядра ^{16}O показано, что учёт в оболочечной модели остаточных нуклон-нуклонных сил приводит к сдвигу энергии дипольных возбуждений к более высоким значениям, устраняя основной недостаток одночастичной модели — слишком низкое положение максимума ГДР.

Роль остаточного взаимодействия в формировании ГДР лёгких ядер исследовалась также в работе [38]. Анализ влияния остаточных сил был выполнен Брауном и Болстерли [39], которые продемонстрировали, что эти сравнительно небольшие силы в результате эффектов накопления приводят к формированию из независимых $1p1h$ -конфигураций когерентного состояния с согласованным движением большого числа нуклонов. Причём основная часть дипольной силы собирается в одном когерентном резонансе, что сближает результаты оболочечного расчёта с результатами коллективного подхода, предсказывающего возбуждение одной коллективной степени свободы ядра — протон-нейтронных осцилляций.

Можно сказать, что при интерпретации ГДР удалось вскрыть механизм формирования коллективных возбуждений на микроскопическом уровне. В дальнейшем было выполнено большое число расчётов ГДР в рамках $1p1h$ -приближения модели оболочек с различными видами остаточного взаимодействия. На рисунке 6 для ^{16}O и рис. 7 для ^{208}Pb приведены в относительных единицах силы $E1$ -переходов, полученные в расчётах соответственно [41] и [40].

Среди различных вариантов $1p1h$ -расчётов наибольшее распространение получили приближение хаотических фаз (ПХФ) (Random Phase Approximation — RPA) [42], теория конечных ферми-систем [9–12] и метод связанных каналов [43], приводящие, несмотря на различия в обоснованиях, приблизительно к одинаковым результатам. После замены частиц и дырок квазичастицами $1p1h$ -подход становится применимым не только к ядрам с замкнутыми оболочками, но и к средним и тя-

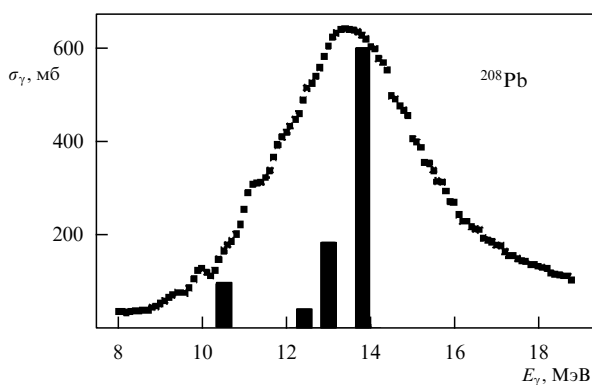


Рис. 7. Квадраты — сечение фотопоглощения для ядра ^{208}Pb , полученное суммированием всех экспериментальных фотонуклонных сечений. Столбики — данные расчёта [40].

жёлым сферическим ядрам с незаполненными оболочками, а также к сильно деформированным ядрам. В последнем случае для описания одночастичного движения используется деформированный одночастичный потенциал и ГДР расщепляется на два максимума, отвечающих нейтрон-протонным колебаниям вдоль и поперёк оси симметрии ядра в соответствии с предсказаниями коллективной гидродинамической модели [6, 7]. Существенный шаг в развитии $1p1h$ -подхода сделан в работах [43–45], где в расчёты был включён континуум, что позволило описать распад ГДР вследствие вылета частицы в непрерывный спектр, а также учесть эффекты, вызываемые интерференцией близко расположенных резонансов.

Вместе с тем оказалось, что большинство ПХФ-расчётов даже с учётом континуума не описывает структуру и ширину ГДР. Что касается ширины ГДР (под ней мы будем понимать область разброса по энергии основной доли сечения фотопоглощения σ_γ , т.е. ширину области фотопоглощения, и обозначать её Γ_Δ), то она изменяется от 4 до 20 МэВ и нет никакой определённой тенденции в изменении этой величины с возрастанием A . Более того, изменение числа нуклонов в ядре на 1–2 может привести к кардинальному изменению как Γ_Δ , так и формы сечения. Иллюстрацией этого являются экспериментальные данные о сечениях фотопоглощения ядер $1d2s$ -оболочки от ^{16}O до изотопов кальция, приведённые на рис. 8.

Стало очевидным, что $1p1h$ -расчёты недостаточны для воспроизведения реальной ситуации и необходимо

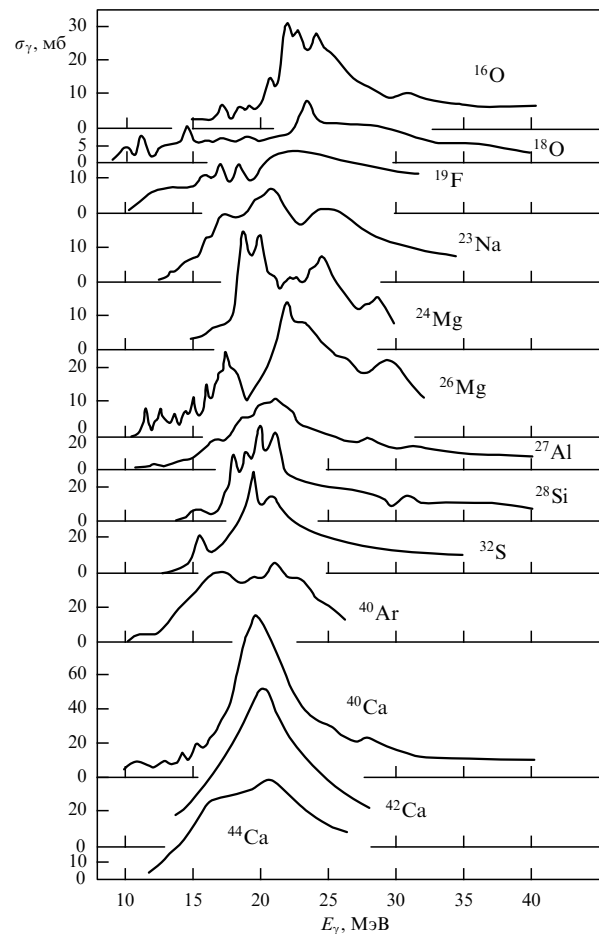


Рис. 8. Экспериментальные сечения фотопоглощения ядер $1d2s$ -оболочки [46].

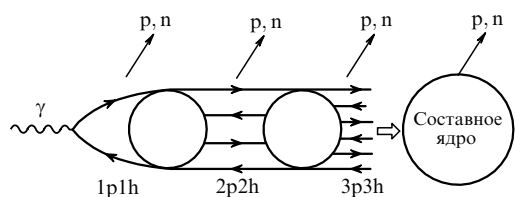


Рис. 9. Процесс увеличения числа частично-дырочных пар и вылет нуклонов на разных стадиях распада ГДР.

расширить пространство возможных возбуждённых конфигураций за счёт учёта состояний с большим числом частиц и дырок (рис. 9). Эти новые конфигурации подключаются на стадии распада коллективного дипольного состояния под действием механизма "трения", который реализуется, например, благодаря связи дипольных колебаний с квадрупольными поверхностными вибрациями. Ещё в 1962 г. в работе [47] было показано, что некоторые $2p2h$ -состояния типа " $1p1h + \text{фонон}$ " могут оказывать существенное влияние на ширину и структуру ГДР.

В коллективной модели это было рассмотрено в работах [48, 49], в которых учитывалась связь дипольных осцилляций и квадрупольных вибраций в сферических ядрах. В работе [50] дипольные состояния рассматривались в рамках частично-дырочного подхода, в то время как поверхностные вибрации по-прежнему описывались коллективной моделью, причём число квадрупольных фононов, принимавшихся в расчёт, достигало шести. Данные работы [50] для ^{60}Ni приведены на рис. 10 в сравнении с результатами эксперимента [51]. Видно, как выход за рамки $1p1h$ -подхода за счёт связи дипольных и квадрупольных степеней свободы, т.е. переход от базиса $1p1h$ -конфигураций к базису $2p2h$ -конфигураций (квад-

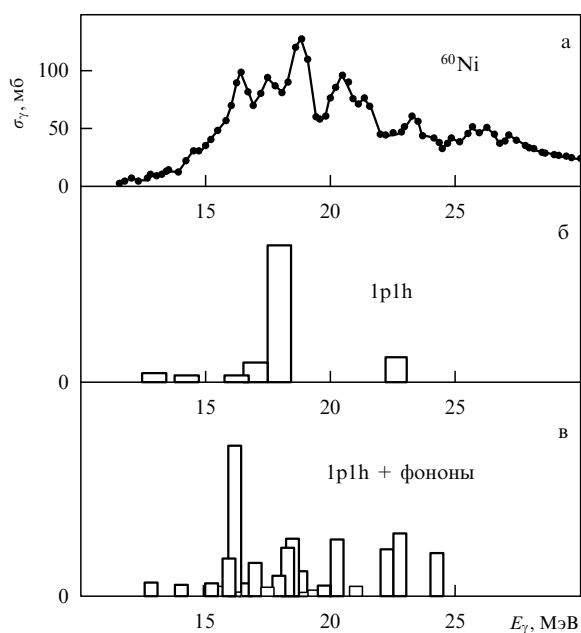


Рис. 10. Сечение фотопоглощения для ядра ^{60}Ni , полученное суммированием фотопротонного и фотонейтронного сечений (а) [51], и результаты расчёта дипольной силы (в относительных единицах) в рамках $1p1h$ -подхода (б) и с учётом связи $1p1h$ -состояний с поверхностными фононами (в) [50].

рупольные поверхностные возбуждения, как и дипольные, в микроскопической картине соответствуют коллективизированным $1p1h$ -состояниям), приводит к резкому дроблению и разбросу дипольной силы когерентного $1p1h$ -возбуждения. При этом предсказываемая теорией форма ГДР гораздо лучше воспроизводит наблюдаемую сложную структуру сечения реакции.

Учёт более сложных возбуждений, чем $1p1h$ -возбуждения, позволяет также приблизиться к пониманию природы фотонуклонных энергетических спектров. Процесс последовательного увеличения числа частично-дырочных пар в возбуждённом ядре завершается стадией составного ядра ($1p1h \rightarrow 2p2h \rightarrow 3p3h \rightarrow \dots \rightarrow \text{составное ядро}$), причём на каждой стадии этого процесса ядро может испустить нуклон. Если нуклоны испускаются на первой стадии, то получается довольно жёсткий спектр, предсказываемый $1p1h$ -расчётами. Если нуклоны испускаются на последней стадии, то спектр носит испарительный характер. Оба упомянутых спектра являются двумя крайними идеализациями реальной ситуации. Спектр, близкий к наблюдаемому, может быть получен, если учесть испускание нуклонов на всех стадиях рассматриваемого процесса. При этом по мере увеличения числа ph -пар испускаемые нуклоны становятся всё менее энергетичными и их спектр от жёсткого ("прямого") переходит к более мягкому ("испарительному").

Таким образом, примерно через 10 лет после появления частично-дырочной модели ГДР стало очевидным, что для его детального описания необходимо учитывать не только состояния $1p1h$, но и по крайней мере состояния $2p2h$. Теоретики приложили значительные усилия, чтобы реализовать эту программу. Точный учёт всех возможных $2p2h$ -конфигураций невозможен из-за их огромной плотности в области ГДР, достигающей $10^3 - 10^4$ состояний на 1 МэВ в средних и тяжёлых ядрах. Поэтому применялся подход, в котором вместо некогерентных $2p2h$ -конфигураций использовались состояния типа " $1p1h + \text{фонон}$ ", как в работе [50], или "фонон + фонон". В рамках данного подхода можно обосновать принципы отбора таких $2p2h$ -конфигураций (включающих в себя прежде всего фононы, отвечающие коллективным возбуждениям), которые наиболее существенно влияют на структуру и ширину ГДР.

Так, в работе [52] в рамках квазичастично-фононной модели впервые была учтена связь когерентных $1p1h$ -состояний с более сложными двухфононными состояниями для тяжёлых сферических ядер, а в расчётах по теории конечных ферми-систем [53, 54], выполненных с учётом континуума и стандартным набором остаточных сил, были исследованы аналогичные эффекты для средних и тяжёлых ядер с замкнутыми оболочками. Чтобы обойти сложности применения $1p1h + 2p2h$ -подхода даже после отбора наиболее важных $2p2h$ -состояний, эффекты затухания дипольных колебаний в ряде случаев учитывались феноменологически [55].

Вычислительные трудности чрезвычайно быстро возрастают по мере расширения конфигурационного пространства — при включении конфигураций $2p2h$, $3p3h$ и более сложных конфигураций, причём возникающие погрешности оценить очень сложно. Это ограничивает использование подхода такого рода магическими ядрами и близкими к ним.

Существующие микроскопические расчёты, за редким исключением, не воспроизводят таких эксклюзив-

ных характеристик, как парциальные каналы распада ГДР, и оказываются несостоятельными при описании структуры ГДР. Поэтому до сих пор сохраняется интерес к различным полумикроскопическим и феноменологическим способам описания ГДР, таким, например, как в работах [56, 57].

Поскольку успешность микроскопических расчётов ГДР зависит от выбора нуклон-нуклонного взаимодействия, представляется полезным исследовать гигантский резонанс в рамках подхода, основанного на функционале плотности энергии. В этом подходе, хорошо зарекомендовавшем себя, в частности, при описании нейтроноизбыточных изотопов [58–60], среднее поле ядра и взаимодействие в канале частица–дырка определяются самоогласованным образом.

5. Проблема структуры и ширины гигантского дипольного резонанса

Для надёжной идентификации природы ширины и структуры ГДР, а также их роли в формировании различных конфигураций необходимо обратиться к экспериментальным работам. Как показали экспериментальные исследования, идентификация каналов нуклонного распада, в особенности тех, в которых фиксируется заселяемое состояние конечного ядра, служит решающим тестом для расшифровки конфигурационной структуры ГДР. Стремление расшифровать эту структуру стимулировало прогресс экспериментальных методов исследования фотоядерных реакций. Отметим наиболее важные этапы этого прогресса.

С самого начала фотоядерных исследований делались попытки создать источники монохроматических высокоэнергетических гамма-квантов, чтобы обойти трудности интерпретации экспериментов с непрерывными тормозными фотонами. Такие источники были созданы, и их использование привело к появлению большого количества данных о ГДР, которые вместе с альтернативными результатами многочисленных "тормозных опытов" повысили общую надёжность экспериментальной информации. Были предложены и созданы три основные методики монохроматизации: "мечение" тормозных фотонов, обратное комптоновское рассеяние и аннигиляция на лету быстрых позитронов.

Метод меченых фотонов впервые был реализован на синхротроне Корнельского университета США [61]. Позднее этот метод использовался на бетатроне Иллинойского университета [62, 63] для измерения сечений рассеяния фотонов на ядрах ^{197}Au и ^{165}Ho в области ГДР. Данный метод наиболее эффективен при наличии непрерывного электронного пучка. Такой пучок был получен в Иллинойсе на сверхпроводящем линейном ускорителе [64] и использован для измерения сечения фотоделения ^{238}U в области энергий, меньших энергии ГДР. В дальнейшем этот метод был востребован в физике высоких энергий для генерации монохроматических фотонов с энергией до 1,5 ГэВ на непрерывных электронных пучках [65].

Использовать обратное комптоновское рассеяние (рассеяние на 180° низкоэнергетических монохроматических фотонов на пучке ультрарелятивистских электронов) для генерации высокоэнергетических монохроматических и поляризованных гамма-квантов было предложено в работах [66, 67]. Поскольку для обратного комп-

тоновского рассеяния фотонов необходимы электроны с энергиями в несколько сотен МэВ и выше, этот метод был реализован в лабораториях, ведущих исследования в области физики высоких энергий. В качестве источника монохроматических фотонов используются мощные лазеры. В последнее время данным методом получены пучки фотонов, пригодные для изучения ГДР (см., например, [68]), и начаты соответствующие эксперименты.

Наибольшее развитие из всех существующих методов монохроматизации гамма-квантов получил метод аннигиляции на лету быстрых позитронов [69] — по существу, единственный, с помощью которого получено большое число результатов. Этот метод впервые был реализован в двух ядерных центрах: Саклэ (Франция) [70] и Ливерморе (США) [71]. Детали реализации данного метода и результаты можно найти в обзоре [72]. Сравнительно невысокая интенсивность аннигиляционных фотонов ограничивает их эффективное использование одним типом экспериментов — измерением эффективных сечений фотонейтронных реакций. Недостаточно высокая интенсивность аннигиляционного излучения в таких экспериментах может быть компенсирована большой массой исследуемой мишени и применением нейтронных детекторов высокой эффективности (40–60%). В "аннигиляционных опытах" в лёгких ядрах удаётся выявить структуру сечений на возрастающем участке ГДР. В области выше максимума ГДР возможности разрешения структуры этим методом уменьшаются, так как резонансы в сечении начинают интенсивно возбуждаться "тормозной", т.е. непрерывной, частью гамма-спектра, который сопровождает аннигиляционный пик. С помощью аннигиляционных фотонов получена ценная информация о сечениях фотонейтронных реакций различной множественности: $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, $(\gamma, 4n)$. Сводка полученных в "аннигиляционных экспериментах" фотонейтронных сечений содержится в атласе [73].

Использование тормозного гамма-излучения остаётся важнейшим способом получения информации о ГДР. Главным достоинством такого излучения является высокая интенсивность тормозных фотонов, на несколько порядков превосходящая интенсивность монохроматических гамма-пучков. Если вернуться к аннигиляционному методу, то более правильно считать его методом создания квазимонохроматических фотонов, так как наличие интенсивного тормозного "хвоста" вынуждает прибегать к процедуре проведения двух опытов: с электронами и позитронами — и затем к вычитанию результатов первого из них из результатов второго. Подобная разностная процедура характерна и для тормозных экспериментов, но в последних она существенно более точна, так как не требует перестройки ускорителя с режима ускорения позитронов на режим ускорения электронов. Кроме того, созданы системы, с высокой точностью стабилизирующие и управляющие верхней границей тормозного спектра и позволяющие циклически изменять её с частотой 50 Гц. Причём вся область ГДР пробегается за несколько секунд и посредством многократного повторения этого цикла набирается необходимая статистика. Такой метод сканирования верхней границы тормозного спектра (предложенный в работе [74]) нивелирует влияние дрейфа параметров регистрирующей аппаратуры фотоядерных реакций на точность полученных данных. В совокупности с хорошо раз-

работанными способами преобразования выхода реакции в эффективные сечения "тормозные" фотоядерные эксперименты остаются весьма востребованными и во многих случаях являются единственным надёжным источником информации о параметрах ГДР.

Вышеописанная методика экспериментов с тормозными фотонами развивалась и активно использовалась фотоядерной группой Научно-исследовательского института ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ) с начала 1960-х годов. С использованием бетатрона с энергией электронов до 35 МэВ, перекрывающей всю область ГДР, и высокоэффективных детекторов нейтронов, протонов и гамма-квантов, были получены результаты, позволившие расшифровать конфигурационную структуру ГДР ядер с числом нуклонов до 60 и установить количественный вклад полупрямых нуклонов в распад ядер этой массовой области. Одновременно прояснилась роль различных факторов в формировании структуры ГДР. Этот прогресс был достигнут благодаря переносу центра тяжести фотоядерных исследований с измерения сечений фотопоглощения и фотонуклонных сечений, несущих важную, но ограниченную информацию о ГДР, на его распадные характеристики, такие как спектры фотонуклонов, гамма-квантов распада и парциальные фотонуклонные сечения с заселением отдельных уровней конечных ядер. При измерении спектров продуктов распада впервые использовалась методика сканирования верхней границы тормозного спектра. Описание экспериментальных методик, использованных фотоядерной группой НИИЯФ МГУ, процедуры извлечения информации и принципов её интерпретации можно найти в работах [46, 75–77].

Для систематизации и анализа большого объёма экспериментальной информации о фотоядерных реакциях (до 100 публикаций ежегодно) в НИИЯФ МГУ под эгидой Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) в 1978 г. был создан Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) [78]. Этот центр, включённый в систему международных центров ядерных данных, содержит наиболее полную информацию об опубликованных фотоядерных экспериментах [79], оценивает их надёжность и в ряде случаев корректирует с помощью разработанных критериев [80]. Фотоядерные данные можно также найти в базах данных [81, 82].

Наличие обширной совокупности фотоядерных данных, касающихся распадных характеристик ГДР, позволяет решить многие его проблемы, с которыми столкнулась теория. Это прежде всего проблема ширины ГДР. В течение длительного времени не удавалось понять, с чем связан большой разброс (от 4 до 20 МэВ) величин Γ_{Δ} для ядер, имеющих близкие массовые числа A , и чем в данном аспекте различаются лёгкие, средние и тяжёлые ядра. Эта проблема тесно связана с той структурой, которая наблюдается в фотоядерных сечениях. Можно выделить три типа элементов структуры, которые могут присутствовать в σ_{γ} : широкие (3–5 МэВ) области концентрации электрических дипольных $E1$ -переходов, называемые *гросс-структурой* (так, гросс-структуру ГДР тяжёлых несферических ядер образуют два широких расщеплённых максимума); более узкие (0,5–2,0 МэВ) области концентрации, называемые *промежуточной структурой*, и, наконец, совсем узкие ($\approx 0,05$ –0,1 МэВ) области, называемые *тонкой структурой*. Необходимо

установить, как формируются эти структуры и как они влияют на величину Γ_{Δ} . В настоящее время можно ответить на все эти вопросы, опираясь на многолетние экспериментальные и теоретические исследования.

Как отмечалось, есть две возможности распада $1p1h$ -возбуждения. Первая — это вылет из ядра нуклона, который в результате поглощения ядром $E1$ -фотона перешёл в свободную оболочку. Вероятность такого распада, именуемого *полупрямым*, характеризуют шириной Γ^{\dagger} , и именно этот распад приводит к появлению промежуточной структуры в фотоядерных сечениях лёгких ядер. Отметим, что прямой распад — это распад без образования ГДР, когда нуклон, минуя стадию перехода на свободную оболочку, сразу покидает ядро; вероятность этого процесса в ГДР мала. Второй вариант распада $1p1h$ -возбуждения — передача части энергии этого возбуждения ещё одному нуклону, т.е. образование в ядре ещё одной $1p1h$ -пары, что вместе с исходной формирует в ядре возбуждение $2p2h$. Вероятность такого процесса характеризуют шириной Γ^{\ddagger} , и именно он приводит к появлению тонкой структуры фотоядерных сечений. Возможна, конечно, и дальнейшая цепочка усложнения частично-дырочной структуры исходного $E1$ -возбуждения: $2p2h \rightarrow 3p3h \rightarrow \dots \rightarrow$ составное ядро (см. рис. 9).

Из рисунка 11 видно, как проявляются промежуточная и тонкая структуры ГДР ядра ^{28}Si . Разрежение фотоядерного эксперимента не позволяет "увидеть" резонансы тонкой структуры, но резонансы промежуточной структуры в них наблюдаются отчётливо (рис. 11а). В то же время резонансы тонкой структуры видны в обратных фотоядерных реакциях типа (p, γ_0) , энергетическое разрешение которых существенно выше (рис. 11б [84]). Хорошо видно, как эти узкие резонансы проявляются на фоне более широких резонансов промежуточной структуры. Вертикальные столбики на рис. 11б — данные $1p1h$ -расчётов в многочастичной модели оболочек [85]. Прямой распад происходит за время 10^{-23} – 10^{-22} с, полупрямой — за 10^{-21} с, называемая *предравновесной* стадия $2p2h$, $3p3h$ достигается за 10^{-20} с и, наконец, стадия составного ядра (стадия установления статистического равновесия) — за 10^{-19} – 10^{-18} с.

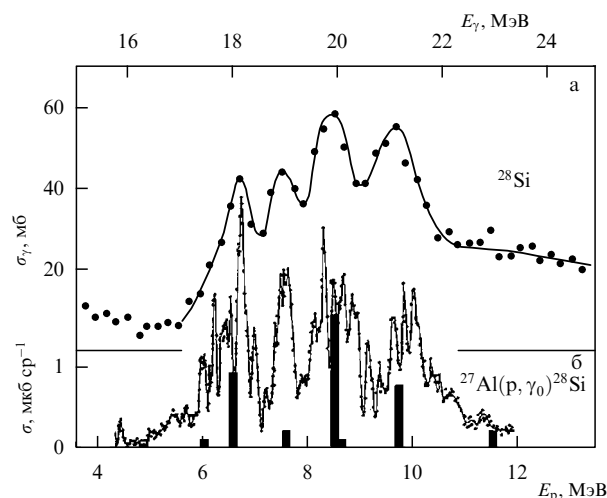


Рис. 11. (а) Экспериментальное сечение фотопоглощения для ядра ^{28}Si в области ГДР [83]. (б) Экспериментальное сечение реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma_0)^{28}\text{Si}$ в области ГДР [84] и данные теоретического расчёта [85] (столбики).

Экспериментальное исследование парциальных каналов распада ГДР, выполненное методом спектрометрирования фотонуклонов (в основном фотопротонов) и гамма-квантов, снимающих возбуждение конечных ядер после вылета из ядра фотонуклона, позволило выяснить конфигурационную структуру ГДР ядер с числом нуклонов до 60 и определить роль полупрямого механизма распада. Для этого была использована спектроскопическая информация о дырочных (1h) по отношению к ядру-мишени уровнях конечных ядер, полученная в независимых реакциях однонуклонной передачи. Заселение таких уровней при распаде ГДР означало, что этот распад произошёл на самой ранней (полупрямой) стадии: $1p1h \rightarrow$ (вылет нуклона) $\rightarrow 1h$. Напротив, если заселялся уровень более сложной природы, то ему предшествовала более поздняя стадия распада ГДР: $2p2h, 3p3h, \dots \rightarrow$ (вылет нуклона) $\rightarrow 1p2h, 2p3h, \dots$. Идентификация заселяемой "дырки" в полупрямом распаде однозначно фиксировала оболочечную конфигурацию исходного возбуждённого состояния. В этих исследованиях использовалась вся совокупность мировых ядерных данных по парциальным каналам распада ГДР. Так, для ядер 1d2s-оболочки ($A = 16-40$) было использовано более 300 парциальных сечений, а для ядер 1f2p-оболочки с A от 40 до 60 — около 100. В результате исследований была расшифрована оболочечная структура ГДР и определена роль полупрямого механизма распада ядер с числом нуклонов до 60.

В качестве примера на рис. 12 приведено экспериментальное сечение фотопоглощения на ядре ^{24}Mg , полученное суммированием фотонуклонных сечений, и та часть этого сечения, которая формируется за счёт полупрямого механизма распада ГДР. Как показывают данные экспериментального анализа, сечение до 23 МэВ формируется преимущественно переходами из внешней оболочки: $1d2s \rightarrow 1f2p$, а сечение выше 23 МэВ — переходами из внутренней оболочки: $1p \rightarrow 1d2s$. То же следует и из теоретических расчётов. То есть имеет место явление, называемое *конфигурационным расщеплением* ГДР [46]. Это явление характерно для ядер с числом нуклонов по крайней мере до 60. Величина конфигурационного расщепления уменьшается с возрастанием массового числа и является максимальной для ядер 1p-оболочки, составляя в них 10–15 МэВ. В ядрах 1d2s-оболочки она снижается до 5–10 МэВ и прослеживается для ядер с массовыми числами вплоть до A никеля. Это явление является основ-

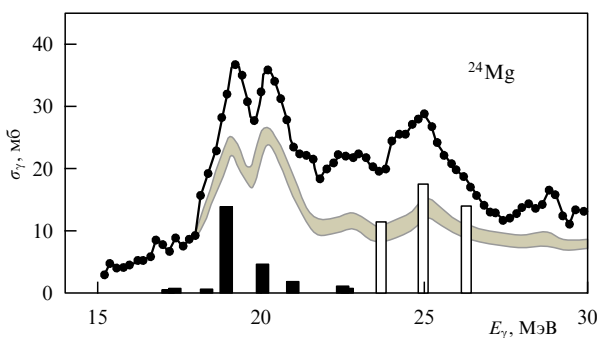


Рис. 12. Сечение фотопоглощения для ядра ^{24}Mg , полученное суммированием фотопротонного и фотонейтронного сечений [86], и полупрямая компонента этого сечения (затемнённая полоса). Столбчатые — данные 1p1h-расчёта [87]. Тёмные столбики отвечают совместному вкладу переходов $1d2s \rightarrow 1f2p$ и $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$, светлые — переходам $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$.

ным фактором формирования gross-структуры лёгких и средних ядер.

Описываемые экспериментальные исследования позволили определить и количественную роль полупрямого механизма распада ГДР в ядрах рассматриваемой массовой области. Оказалось, что в ядрах 1p-оболочки распад ГДР практически целиком определяется этим механизмом. В ядрах 1d2s-оболочки полупрямой механизм также остаётся определяющим, составляя 60–70 % распадов в области максимума ГДР, причём в фотонейтронном канале эта величина ещё выше. С возрастанием массового числа A вероятность полупрямого распада ГДР быстро уменьшается, что объясняется резким возрастанием с увеличением A плотности $2p2h$ -дипольных состояний, на которые возможен распад входных 1p1h-возбуждений. В тяжёлых ядрах с $A \approx 200$ на полупрямой распад приходится лишь около 10 % полной вероятности распада ГДР. Тенденция убывания вероятности полупрямого распада ГДР с возрастанием массового числа демонстрируется рис. 13.

Экспериментальные исследования совместно с теоретическими позволили установить роль различных факторов в формировании структуры и ширины ГДР ядер с разным числом нуклонов. Самосопряжённые и лёгкие ядра 1p- и 1d2s-оболочек (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si и ^{40}Ca), а также сферические ядра с магическими числами нейтронов и (или) протонов ($N = 50$, $Z = 50$, $N = 82$, $Z = 82$, $N = 126$) или близкими к ним являются наиболее простыми с точки зрения формы и структуры сечений фотопоглощения и понимания того, как эти форма и структура возникают. Для таких ядер ГДР в экспериментах с невысоким энергетическим разрешением представляется односторонним резонансом с шириной $\Gamma_0 \approx 4-5$ МэВ, которую мы будем называть "магической". Говорить о ярко выраженной gross-структуре таких ядер, по существу, не приходится. В экспериментах с высоким энергетическим разрешением в лёгких ядрах проявляется промежуточная структура. Резонансы этой промежуточной структуры имеют ширину 0,5–2,0 МэВ, и они преимущественно обусловлены полупрямым распадом входных дипольных 1p1h-состояний. Ширина 4–5 МэВ ГДР рассматриваемых лёгких ядер возникает за счёт разброса по энергии E1-переходов нуклонов из одной (внешней) оболочки.

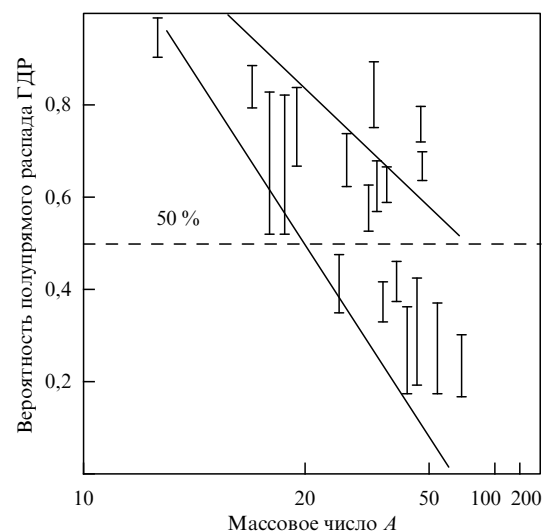


Рис. 13. Вероятность полупрямого распада ГДР в зависимости от массового числа A на основе анализа данных эксперимента.

В тяжёлых сферических ядрах промежуточная структура исчезает вследствие эффекта трения, вызванного распадом входных коллективизированных $1p1h$ -состояний на состояния типа $2p2h$, число которых достигает $10^3 - 10^4$ в интервале 1 МэВ. В теоретических расчётах этот вид трения, как отмечалось, учитывается распадом входных коллективизированных $1p1h$ -состояний на наиболее важные с точки зрения формирования ширины и структуры ГДР состояния типа $2p2h$, возникающие за счёт связи протон-нейтронных $E1$ -колебаний с поверхностью ядра и имеющие конфигурацию двух взаимодействующих фононов (один из них дипольный, другой — квадрупольный). Если бы такого трения не было, то основная часть дипольной силы ГДР тяжёлых сферических ядер под действием механизма коллективизации Брауна–Болстерли сконцентрировалась бы в одном когерентном $1p1h$ -состоянии с малой собственной шириной $\Gamma^\dagger \approx 0,2 - 0,6$ МэВ, обусловленной эмиссией полупрямых нуклонов (главным образом нейтронов) из этого состояния в континуум. При этом упомянутая выше наблюдаемая ширина ГДР таких ядер (4–5 МэВ) возникает как ширина области разброса входных дипольных ($1p1h$) состояний по наиболее интенсивным двухфононным ($2p2h$) состояниям.

Ширина Γ_Δ всех сферических ядер и ядер с заполненными нуклонными уровнями описывается соотношением $\Gamma_\Delta \approx \Gamma_0$, причём в лёгких ядрах основной вклад в Γ_Δ даёт величина Γ^\dagger , а в тяжёлых — Γ^\dagger . Решающую роль в этой тенденции при переходе от лёгких ядер к тяжёлым играет быстрое возрастание плотности дипольных $2p2h$ -состояний, на которые возможен распад исходных $1p1h$ -возбуждений.

В ядрах с незаполненными нуклонными оболочками и несферических ядрах важную роль в формировании Γ_Δ играют эффекты проявления гросс-структуры ГДР. Таких эффектов три:

- 1) расщепление по энергии $E1$ -переходов из разных, как правило двух, оболочек (конфигурационное расщепление);
- 2) расщепление ГДР, связанное со спецификой квантового числа изоспина (изоспиновое расщепление [88, 89]);
- 3) расщепление ГДР, связанное с деформацией ядра в основном состоянии.

Для немагических лёгких ядер с массовым числом вплоть до $A \approx 40$ конфигурационное расщепление является главным фактором увеличения ширины Γ_Δ гигантского резонанса по сравнению с величиной 4–5 МэВ. Роль этого вида расщепления ГДР, хотя и наблюдающегося в ядрах с A до 60, уменьшается с возрастанием A из-за сближения оболочек, и для средних и тяжёлых ядер его можно не учитывать.

Изоспиновое расщепление ГДР имеет место в несамосопряжённых ядрах с $N \neq Z$. В этих ядрах возникают две разнесённые по энергии ветви ГДР с изоспинами $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, где $T_0 = (N - Z)/2$ — изоспин основного состояния ядра, причём ветвь $T_>$ лежит выше по энергии. Роль изоспинового расщепления в формировании ширины ГДР в тяжёлых ядрах минимальна, поскольку в этих ядрах вероятность возбуждения $T_>$ -ветви незначительна, несмотря на то что величина расщепления достигает 12 МэВ. Изоспиновое расщепление ГДР проявляется в ядрах с числом нуклонов до 50–60, так как в таких ядрах вероятности возбуждения изоспиновых компонент сравнимы при достаточно большой величине расщепления (до 5–10 МэВ).

Наиболее ярким проявлением изоспинового расщепления ГДР является сдвиг с возрастанием массового

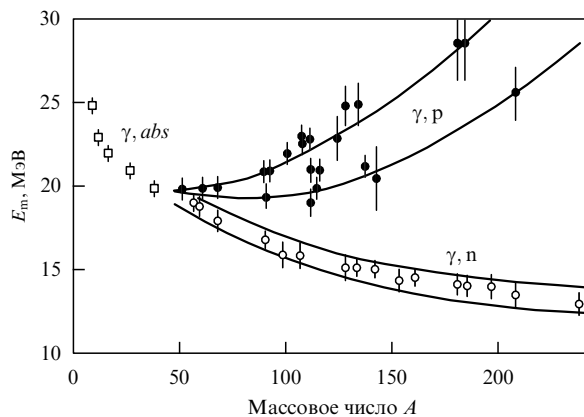


Рис. 14. Энергии максимумов сечений фотопротонной (тёмные кружки) и фотонейтронной (светлые кружки) реакций в зависимости от A . При $A < 50$ максимумы этих сечений практически совпадают.

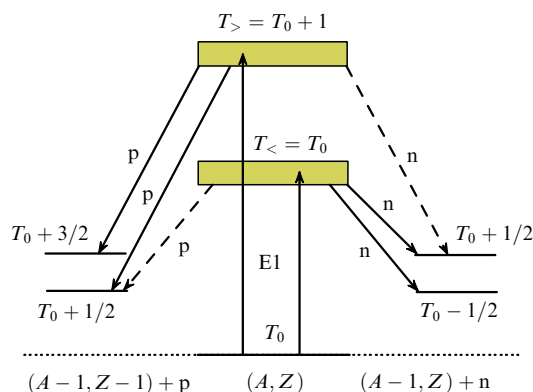


Рис. 15. Изоспиновая схема возбуждения и распада ГДР по протонному и нейтронному каналам. Сплошными стрелками показаны основные нуклонные ветви распада в тяжёлых ядрах.

числа максимума фотопротонного сечения к более высоким энергиям по сравнению с максимумом фотонейтронного сечения (рис. 14). Этот сдвиг — следствие того, что ветвь ГДР с изоспином $T_>$ распадается преимущественно по протонному каналу: $T_> \xrightarrow{p} T_0 + 1/2$ и $T_0 + 3/2$ (ветвь $T_< \xrightarrow{p} T_0 + 1/2$ из-за меньших энергий протонов подавлена кулоновским барьером). В то же время ветвь $T_<$ преимущественно распадается по нейтронному каналу вследствие большей вероятности возбуждения этой ветви в тяжёлых ядрах по сравнению с вероятностью возбуждения ветви $T_>$ (рис. 15). При этом сама величина изоспинового расщепления возрастает с увеличением нейтронного избытка ($N - Z$).

На рисунке 16 показано, как проявляется изоспиновая структура в экспериментальных сечениях фотопоглощения двух изотопов углерода. В самосопряжённом ядре ^{12}C возможны $E1$ -возбуждения лишь с одним изоспином $T_> = 1$, в то время как в ^{14}C возможны $E1$ -возбуждения с изоспином как $T_< = 1$, так и $T_> = 2$. Эти компоненты в ^{14}C разнесены по энергии на величину около 10 МэВ и имеют сравнимые вероятности возбуждения.

Поскольку большинство лёгких ядер являются несамосопряжёнными и несферическими, на форму их сечений фотопоглощения должны влиять все три вышеупомянутых фактора, ответственных за гросс-структуру ГДР. Закономерен вопрос об относительной роли этих факторов для данной группы ядер. Отметим, во-первых,

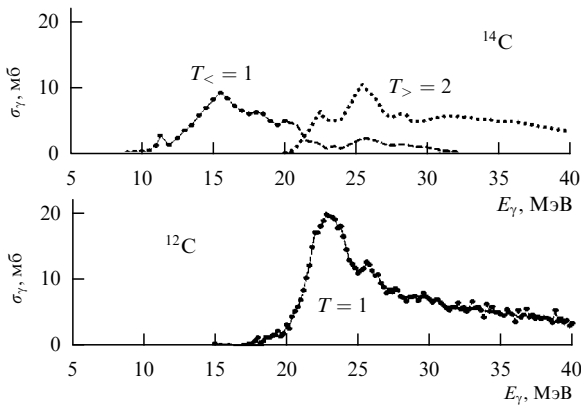


Рис. 16. Изоспиновая структура сечений фотопоглощения ядер ^{12}C и ^{14}C . Для ядра ^{14}C экспериментальное сечение разделено на изоспиновые компоненты в соответствии с анализом, выполненным в работе [90].

что, поскольку в $E1$ -переходы нуклонов из внешней оболочки даёт вклад только ветвь $T_{<}$, области расположения по энергии изоспинового и конфигурационного расщеплений перекрываются. Что касается несферичности ядер, то для ядер с $A < 40$ нет прямой корреляции между шириной ГДР и параметром их квадрупольной деформации. Деформация влияет на оболочечную структуру ядра, перестраивая оболочки и изменяя расстояние между ними. Так как в конфигурационном расщеплении ГДР отражена оболочечная структура лёгких ядер, несферичность ядра, по существу, автоматически учтена этим эффектом.

Рассмотрим теперь ядра с массовыми числами от 40 до 120. Ширины ГДР ядер этой области в среднем заметно меньше, чем в лёгких ядрах. Непосредственно за изотопами кальция они достигают наибольших для рассматриваемой области массовых чисел значений 10–11 МэВ, а для $A > 80$ нигде не превышают 8,5 МэВ. Так как в средних и тяжёлых ядрах конфигурационное и изоспиновое расщепления не оказывают заметного влияния на ширину ГДР, а разброс $1p1h$ -переходов из одной оболочки и G^{\uparrow} невелики, основными факторами, увеличивающими ширину ГДР по сравнению со значением 4–5 МэВ, остаются лишь ширина распада G^{\uparrow} входных состояний по состояниям более сложной природы ($2p2h$, $3p3h$, ...) и несферичность основного состояния ядра (эффект Даноса–Окамото). Эти факторы проанализированы в работе [91] с использованием всей совокупности мировых данных о сечениях фотопоглощения и степени несферичности ядер. Оказалось, что для рассматриваемых ядер корреляция между G_{Δ} и модулем параметра квадрупольной деформации $|\delta|$ либо является незначительной, либо полностью отсутствует, что исключает эффект Даноса–Окамото как главный фактор уширения ГДР указанной массовой области. Большинство ядер с $A = 40$ –120 относится к относительно мягким вибрационным ядрам, форма многих из них близка к сферической. В таких ядрах ГДР должен уширяться за счёт связи $E1$ -колебаний с колебаниями ядерной поверхности, прежде всего квадрупольными, т.е. вследствие обсуждавшегося выше диполь-квадрупольного трения. Учёт этой связи приводит к распаду входных дипольных $1p1h$ -возбуждений на возбуждения более сложной природы типа " $1p1h$ + фононы", что в форме сечения ГДР реализуется через промежуточную структуру, а в его ширине — через компоненту G^{\downarrow} .

Для учёта диполь-квадрупольного трения в рассматриваемых ядрах достаточно использовать динамическую коллективную модель [48, 49] или модель коллективных корреляций [50]. Диполь-квадрупольное взаимодействие приводит к расщеплению коллективного $E1$ -возбуждения на ряд переходов, число которых и их энергетический разброс тем больше, чем сильнее диполь-квадрупольное трение. Возникающий при этом разброс $E1$ -переходов и определяет уширение ГДР в немагических вибрационных ядрах. Детальное сравнение экспериментальных и теоретических данных [91] показало, что в интервале массовых чисел $A = 40$ –120 диполь-квадрупольное трение является основным фактором увеличения ширины ГДР по сравнению с магической (4–5 МэВ). В указанном интервале массовых чисел ширина ГДР за счёт этого трения возрастает в среднем на 3–5 МэВ.

В области $A > 120$, где группируются ядра с большой статической деформацией, корреляция между G_{Δ} и $|\delta|$ очевидна. Для тех из них, которые имеют большую квадрупольную деформацию ($|\delta| > 0,20$), в ГДР появляется gross-структура в виде двух максимумов, как у ^{165}Ho (см. рис. 2) и ^{154}Sm (см. рис. 4). При отсутствии других факторов, существенно влияющих на gross-структуру ГДР, его общая форма в несферических аксиальных ядрах может быть представлена как суперпозиция двух "сферических" резонансов с $G_0 = 4$ –5 МэВ, разнесённых по энергии на величину $\Delta E \approx 75A^{-1/3}|\delta|$ МэВ (см. (4)). При этом ширина ГДР таких ядер должна возрастать до значения $G_{\Delta} = G_0 + \Delta G$, где ΔG увеличивается с возрастанием ΔE , при этом если величина ΔG пропорциональна ΔE , то она должна быть пропорциональна и $|\delta|$. Таким образом, следствием эффекта Даноса–Окамото должна быть корреляция между величиной (модулем) параметра квадрупольной деформации δ и шириной ГДР.

Использование всей имеющейся на сегодняшний день информации о форме ГДР и параметрах квадрупольной деформации ядер с $Z \geq 50$ позволяет исследовать с максимально доступной точностью проблему влияния квадрупольной деформации на характеристики ГДР и, в частности, ответить на вопрос о том, действительно ли несферичность является практически единственным фактором уширения ГДР тяжёлых ядер и насколько сильна корреляция между уширением ГДР и величиной параметра деформации.

Степень этой корреляции демонстрирует рис. 17, на котором для ядер в области $A > 117$ приведены ширины экспериментальных фотоядерных сечений (тёмные символы) вместе с ширинами ГДР, рассчитанными из величины $|\delta|$ с помощью соотношения $G_{\Delta} = G_0 + \Delta G$, в котором $G_0 = 4$ МэВ, $\Delta G = 11|\delta|$ МэВ (светлые символы). В пределах разброса значений ширины данные обоих типов совпадают во всей области массовых чисел $140 < A < 240$. Степень корреляции настолько высока, что не оставляет сомнения в том, что именно эффект Даноса–Окамото (непосредственно следующий из концепции Мигдала) ответствен за уширение ГДР в ядрах с $A > 120$ –130. Сравнимые величины (ΔG и $|\delta|$) являются минимальными в магических ядрах с $Z = 50$, $N = 82$ и $Z = 82$, $N = 126$ и достигают наибольших значений в середине между этими областями. Отметим, что коэффициент пропорциональности между $|\delta|$ и ΔG , следующий из формулы (4), всего на 10–15 % отличается от числа 11, полученного подгонкой к экспериментальным данным.

Уровень корреляции сравнимых данных позволяет предсказать ширины ГДР в той области массовых чисел ($A = 200$ –230), где фотоядерные сечения не изменились из-за отсутствия стабильных изотопов, но имеют-

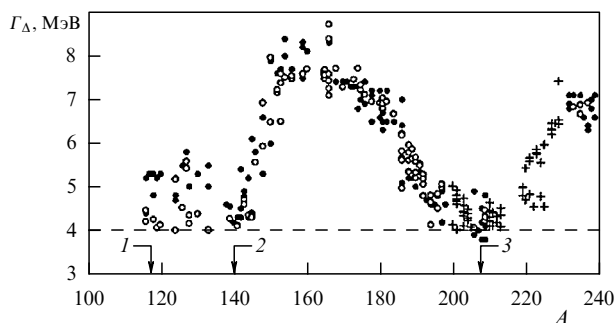


Рис. 17. Ширины ГДР ядер с $A > 117$ [91]. Тёмные символы — данные фотоядерных экспериментов, светлые символы и кресты — значения, извлечённые из известных параметров квадрупольной деформации (см. подробности в тексте). Штриховая линия отвечает ширине ГДР в магических ядрах. Стрелками указаны области магических ядер: 1 — $Z = 50$; 2 — $N = 82$; 3 — $Z = 82$; $N = 126$.

ся данные по электрическим квадрупольным моментам (а значит, и параметрам деформации). Для такого предсказания, естественно, подходит соотношение $G_{\Delta} = (4 + 11|\delta|)$ МэВ. Полученные значения показаны крестами на рис. 17. С учётом этих дополнительных значений рис. 17 даёт картину поведения ширины ГДР с изменением массового числа для всей совокупности тяжёлых ядер.

Эффект Даноса–Окамото показывает, что тяжёлое ядро, поглотившее высокоэнергетичный фотон, не утрачивает деформации за время жизни ГДР ($10^{-19} - 10^{-18}$ с). Почему в ядре с энергией возбуждения ≈ 15 МэВ за это достаточно длительное по ядерным меркам время (до 10^4 ядерных времён) исходная форма ядра не только не разрушается, но и даже не нарушается сколько-нибудь заметно? Можно указать следующие факторы, способствующие сохранению степени деформации ядра. В формировании гигантского резонанса участвуют нуклоны внешних ядерных оболочек. Таким образом, в тяжёлом ядре основной нуклонный остов, лежащий под внешними оболочками, вообще не затрагивается процессом фоторасщепления. В тяжёлом ядре этот остов — основная часть ядра и именно с его поляризацией дальнедействующими остаточными силами в значительной степени связано появление несферичности ядра в основном состоянии. Деформация формы ядра также определяется близкими к поверхности Ферми нуклонами, затрагиваемыми $E1$ -возбуждениями. Но при этом с большой вероятностью при таких возбуждениях не заселяются одночастичные состояния с большими орбитальными моментами, делающими ядро неустойчивым к изменению деформации.

В лёгких ядрах ситуация другая. Все оболочки $1p$ -ядер и две из трёх оболочек $1d2s$ -ядер вовлечены в процесс фоторасщепления, поэтому естественно ожидать по крайней мере частичной потери ядром его исходной (статической) деформации. В какой степени более быстрый (т.е. полупрямой, за время $\approx 10^{-21}$ с) распад ГДР лёгкого ядра способствует сохранению деформации, ещё предстоит установить.

ГДР представляет собой "отклик" ядра на зависящее от времени внешнее электрическое "дипольное" поле. Внешние поля, однако, могут быть разной мультипольности и природы. Соответственно, возникает проблема коллективного отклика ядра на эти поля и, следовательно, проблема других резонансов. Эти, отличные от ГДР, так называемые мультипольные гигантские резонансы

(МГР) были открыты в 1970-е годы в реакциях (e, e') , (α, α') , (p, p') , (p, n) , (π^+, π^0) , $({}^3\text{He}, t)$, (μ, ν_{μ}) и т.д. Новые гигантские резонансы имеют общие черты с ГДР — концентрация в сравнительно узкой энергетической области шириной несколько МэВ и наличие явных признаков коллективности. В изучении этих резонансов с успехом использованы теоретические подходы, развитые в связи с исследованием ГДР. Сведения об обнаруженных МГР и ссылки на соответствующие работы можно найти в обзорах [32, 92–94].

6. Новые формы гигантского дипольного резонанса

Характерно, что и в исследовании собственно ГДР обнаружился новые нетривиальные черты. "Классический" ГДР — это возбуждение ядра, находящегося в основном состоянии. Почти через четыре десятилетия после опубликования исторической работы А.Б. Мигдала были обнаружены гигантские дипольные резонансы, построенные на отдельных возбуждённых ядерных состояниях [32, 92–94], в реакциях радиационного захвата протонов, кулоновского возбуждения в столкновениях тяжёлых ионов, двойной перезарядки (π^+, π^-) и др. Эти возбуждения можно трактовать, например, как двухфононные $2p2h$ -состояния типа ГДР, построенные над одним из rh -состояний. Наблюдают возбуждения, соответствующие двойному гигантскому дипольному резонансу (ГДР+ГДР), гигантскому дипольному резонансу над гигантским квадрупольным резонансом (ГДР+ГКР) и гигантскому дипольному резонансу над изобар-аналоговым состоянием (ГДР+ИАС). Энергии этих двухфононных состояний совпадают с суммарной энергией однофононных состояний, а при их распаде каждый фонon распадается независимо от другого.

Другим новым направлением в физике ГДР являются его наблюдение и исследование в нагретых ядрах. В таких ядрах с температурой, например, 1–2 МэВ, движение нуклонов из-за возрастающей вероятности парных столкновений становится гораздо более хаотичным и заранее неясно, окажется ли коллективное движение нуклонов достаточно устойчивым для того, чтобы противостоять температурному хаосу. Поэтому открытие дипольных осцилляций в сильно возбуждённых ядрах (с энергией возбуждения ≈ 100 МэВ) явилось весьма заметным событием (соответствующие публикации и их анализ можно найти в обзорах [32, 95]). Данные были получены из анализа спектров высокоэнергетичных фотонов, испущенных составными ядрами, образованными в столкновении тяжёлых ионов. Эти данные приводят к следующим выводам: 1) существование дипольных осцилляций является универсальным свойством нагретых ядер; 2) частота этих осцилляций, т.е. энергия максимума ГДР, мало отличается от частоты ГДР в холодных ядрах; 3) ГДР в нагретых ядрах соответствует хорошо коллективизированному состоянию; 4) ширина ГДР в таких ядрах превышает его ширину в холодных ядрах и возрастает с увеличением энергии возбуждения (температуры), достигая насыщения ($\Gamma \approx 13$ МэВ) при $E^* \approx 100$ МэВ.

Анализ показал, что вклад $2p2h$ -состояний в ширину ГДР в нагретых ядрах не увеличивается существенно по сравнению с таковым в холодных ядрах. Полагают, что возрастание ширины Γ обусловлено прежде всего термодинамическими флуктуациями деформации, которую приобретает нагретое исходно сферическое ядро.

Одним из необычных явлений, связанных с ГДР нагретых ядер, является следующее. При слиянии двух тя-

жёлых ионов образуется состояние с большим числом частиц и дырок. Между тем ГДР соответствует частично-дырочным осцилляциям. В результате получается необычная ситуация: в холодных ядрах предравновесная динамика начинается с ρ -состояний и идёт в направлении многочастичных конфигураций, в то время как в горячих ядрах процессы происходят в обратном направлении.

7. Аналоги гигантского дипольного резонанса в неядерных микросистемах

Знаменательно, что аналоги ядерного ГДР спустя несколько десятилетий после его открытия были обнаружены в таких многочастичных неядерных системах, как атомы [96–99], металлические кластеры [100–102] и фуллерены [103, 104]. Во всех этих объектах гигантский резонанс имеет вид сильного и широкого пика, соответствующего коллективному возбуждению многих частиц. Причём этот резонансный пик исчерпывает большую часть дипольной силы осциллятора.

Впервые атомные резонансы увидели в атомах благородных газов и лантанидах. В работе [105] впервые указывалось на сходство атомных коллективных возбуждений с ядерным ГДР. На рисунке 18 показана зависимость выхода электронов из металлического лантана от энергии фотона синхротронного излучения. Наблюдаемый широкий резонанс обусловлен электронными переходами $4d^{10} \rightarrow 4d^9 4f^1$. Хартри-фоковские расчёты свидетельствуют о коллективизации возбуждения, приводящей к вырождению одночастичного спектра и смещению дипольной осцилляторной силы к более высоким энергиям.

В фуллеренах и металлических кластерах возникают коллективные возбуждения, прежде всего дипольные, делокализованные электроны (свободного электронного газа) под действием внешнего электромагнитного поля, именуемые *плазмонами*. На рисунке 19 показано сечение фотопоглощения и фотоионизации для фуллерена C_{60} , имеющее характерный резонансный вид.

Наиболее тесная аналогия между ГДР и дипольными возбуждениями атомно-молекулярного уровня имеет место для металлических кластеров (МК) — связанных систем атомов некоторых металлов, имеющих нелокализованные в пространстве валентные (проводящие) электроны, находящиеся в поле положительно заряженных ионов. Таким образом, МК, как и ядро, — система, в которой в среднем поле, создаваемом ионами, движутся почти свободные электроны. Радиус МК, как и ядра, пропорционален кубическому корню из числа этих час-

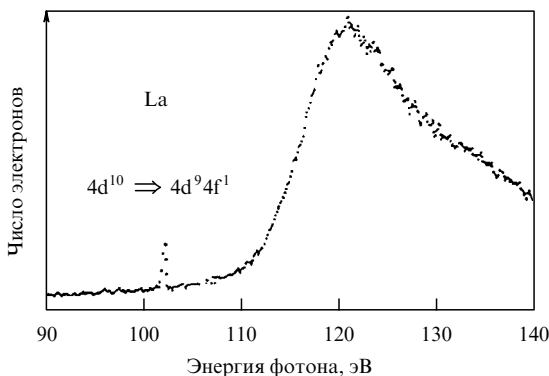


Рис. 18. Выход электронов из металлического лантана под действием синхротронного излучения [106].

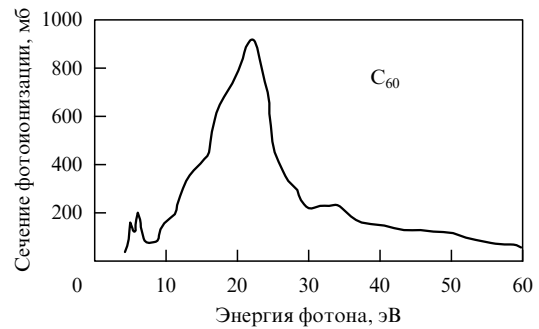


Рис. 19. Полное сечение фотопоглощения (до 25 эВ) и фотоионизации (выше 25 эВ) для фуллерена C_{60} по данным эксперимента [107].

тиц, т.е. $N^{1/3}$, где N — число атомов в кластере. Радиальные плотности валентных электронов, как и нуклонов в ядре, подчиняются распределению Ферми. Показано, что в МК существуют оболочки, причём с такими же магическими числами, как в атомных ядрах и атомах. Известны МК с N до 20000. Поэтому их можно рассматривать как промежуточные объекты между атомами и твёрдыми телами. Есть ещё два признака, сближающих МК с атомными ядрами, — это важность для тех и других поверхностных эффектов и возможность деформации формы. Поэтому неслучайно, что, несмотря на различие природы сил взаимодействия, теоретические методы, развитые в ядерной физике, оказались применимыми в физике МК. Более детальные сведения о МК можно найти в обзоре [108].

На рисунке 20 показаны гигантские резонансы в сечениях фрагментации малых однократно ионизованных МК серебра. Сечение на рис. 20а, имеющее вид резонанса правильной формы, относится к магическому МК с числом валентных электронов 8. Это кластер с замкнутыми оболочками, и поэтому он является сферическим. Как и ожидалось, сечение для него имеет вид одиночного резонанса. Сечение на рис. 20б относится к МК с незамкнутой внешней оболочкой (число валентных электронов 10) и оно расщеплено вследствие деформации. Таким образом, и в МК наблюдается эффект, аналогичный эффекту Даноса–Окамото.

Механизм уширения гигантского резонанса в малых кластерах известен из физики ГДР — это связь с квадрупольными поверхностными вибрациями. Тепловые флуктуации формы малых кластеров также являются существенным фактором уширения резонансной линии [109]. Этим же механизмом объясняется уширение коллективных резонансов в нагретых ядрах.

Сравнительный анализ гигантских резонансов в ядрах, атомах, атомных кластерах, фуллеренах и конденсированных средах содержится в работе [110], итогом которой является вывод о том, что существование гигантских резонансов не зависит от природы частиц и сил взаимодействия. При определённых условиях (форма среднего поля, крутизна границы эффективного потенциала, число частиц) такие резонансы неизбежны.

8. Заключение

В исторической работе А.Б. Мигдала [1], предсказавшего гигантский дипольный резонанс, фактически впервые в ядерную физику была введена концепция квантовых коллективных мод возбуждения. ГДР изучается три четверти века. За это время проведено огромное количество

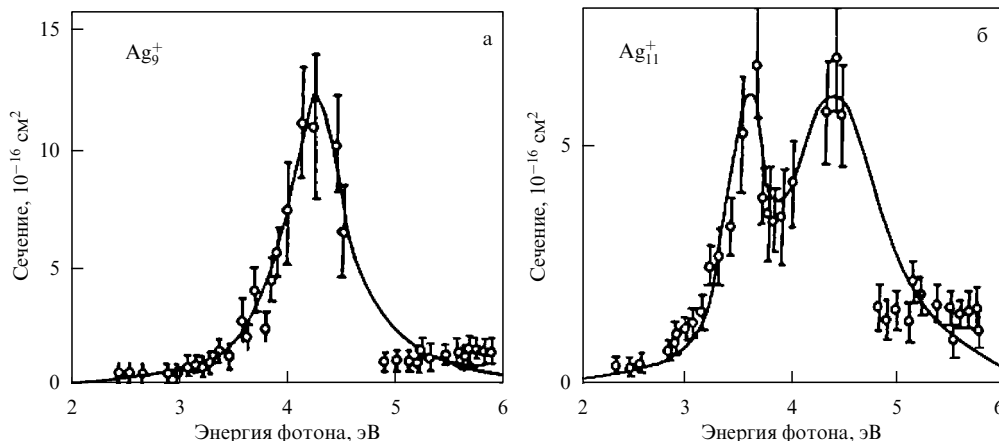


Рис. 20. Гигантские резонансы в сечениях фрагментации для однократно ионизованных кластеров серебра (а) с заполненной оболочкой ($N = 8$) и (б) с незаполненной оболочкой ($N = 10$) [102].

экспериментальных и теоретических исследований, и в настоящее время можно считать, что физика этого уникального ядерного явления понята достаточно хорошо. Гигантский резонанс присущ всем ядрам, и по яркости и универсальности своего проявления с ним не сравнится, пожалуй, ни одно ядерное явление. Если делить ядерную физику на низкоэнергетическую (ядерную спектроскопию при энергиях, меньших энергии отделения нуклона) и высокоэнергетическую (при превышении этой энергии), то, по существу, основные сведения о высокоэнергетической ядерной динамике получены из исследований, непосредственно связанных с гигантским резонансом или инициированных им. Достаточно отметить, что вся физика мультипольных гигантских резонансов атомных ядер возникла из физики ГДР.

Гигантский резонанс экспериментально изучался для большинства стабильных атомных ядер, и сейчас мы располагаем богатой систематикой сведений о нём, являющихся достоянием всего мирового научного сообщества, по всей периодической системе элементов. Анализ этих обширных данных и попытки интерпретировать их в рамках различных теоретических подходов позволили совершить прорыв в понимании физики ядерных возбуждений с энергиями 10–100 МэВ. Более того, удалось выявить непосредственную связь этой физики со свойствами основных и низколежащих ядерных состояний, т.е. получить единую картину всех основных ядерных явлений.

Одним из наиболее существенных и показательных достижений в физике ядра, непосредственно связанных с гигантским резонансом, явилось становление многочастичной модели оболочек и теории конечных ферми-систем, позволившее в рамках сугубо микроскопического подхода объяснить возникновение коллективных ядерных возбуждений.

Знаменательно, что физика гигантских резонансов получила и внеядерную "прописку". Электрический гигантский дипольный резонанс наблюдаются и в таких неядерных системах, как атомы, металлические кластеры и фуллерены. Более того, основные теоретические подходы, используемые для описания гигантских резонансов в этих системах, прямо унаследованы из ядерной физики.

Гигантский дипольный резонанс оказался весьма богатым по физическому содержанию, и то, что начало изучения этого нового, чрезвычайно плодотворного направления развития ядерной физики и ряда смежных областей положено Аркадием Бейнусовичем Мигдалом, является его неоспоримой заслугой.

Список литературы

1. Мигдал А Б *ЖЭТФ* **15** 81 (1945); Migdal A J. *Phys. USSR* **8** 331 (1944)
2. Bothe W, Gentner W Z. *Phys.* **106** 236 (1937)
3. Baldwin G C, Klaiber G S *Phys. Rev.* **71** 3 (1947); *Phys. Rev.* **73** 1156 (1948)
4. Goldhaber M, Teller E *Phys. Rev.* **74** 1046 (1948)
5. Steinwedel H, Jensen J H D Z. *Naturforsch. A* **5** 413 (1950)
6. Danos M *Nucl. Phys.* **5** 23 (1958)
7. Okamoto K *Phys. Rev.* **110** 143 (1958)
8. Carlos P et al. *Nucl. Phys. A* **225** 171 (1974)
9. Мигдал А Б *Метод квазичастиц в теории ядра* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Migdal A B *Nuclear Theory; the Quasiparticle Method* (New York: W.A. Benjamin, 1968)
10. Мигдал А Б *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* 2-е изд. (М.: Наука, 1983); Пер. на англ. яз. 1 изд.: Migdal A B *Theory of Finite Fermi Systems, and Applications to Atomic Nuclei* (New York: Interscience Publ., 1967)
11. Migdal A B, Lushnikov A A, Zaretsky D F *Nucl. Phys.* **66** 193 (1965)
12. Лушников А А, Урин М Г *Ядерная физика* **1** 436 (1965); Lushnikov A A, Urin M G *Sov. J. Nucl. Phys.* **66** 311 (1965)
13. Levinger J S, Bethe H A *Phys. Rev.* **78** 115 (1950)
14. Богданкевич О В, Николаев Ф А *Работа с пучком тормозного излучения* (М.: Атомиздат, 1964); Пер. на англ. яз.: Bogdankevich O V, Nikolaev F A *Methods in Bremsstrahlung Research* (New York: Academic Press, 1966)
15. Bergere R, in *Photoneuclear Reactions I: Intern. School on Electron and Photoneuclear Reactions, Erice, Italy, 1976* (Lecture Notes in Physics, Vol. 61, Eds S Costa, C Schaerf) (Berlin: Springer-Verlag, 1977) p. 1
16. Ишханов Б С, Капитонов И М *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами* (М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979)
17. Goldemberg J, Katz L *Phys. Rev.* **89** 1300 (1953)
18. Penfold A S, Leiss J E *Phys. Rev.* **114** 1332 (1959)
19. Cook B C *Nucl. Instrum. Meth.* **24** 256 (1963)
20. Тихонов А Н *ДАН СССР* **151** 504 (1963)
21. Тихонов А Н и др. *Вестн. МГУ. Сер. Физ. Астрон.* **11** (2) 208 (1970)
22. Короткова В А, Черенков П А, Чувило И В *ДАН СССР* **106** 633 (1956); Korotkova V A, Cherenkov P A, Chuvilo I V *Sov. Phys. Dokl.* **1** 77 (1956)
23. Гаврилов Б И, Лазарева Л Е *ЖЭТФ* **30** 855 (1956); Gavrilov B I, Lazareva L E *Sov. Phys. JETP* **3** 871 (1956)
24. Лейкин Е М, Осокина Р М, Ратнер Б С *ДАН СССР* **102** 245 (1955); *ДАН СССР* **102** 493 (1955)
25. Осокина Р М, Ратнер Б С *ЖЭТФ* **32** 20 (1957); Osokina R M, Ratner B S *Sov. Phys. JETP* **5** 1 (1957)
26. Koch H W, Foote R S *Phys. Rev.* **91** 455 (1953)
27. Бургов Н А и др. *ЖЭТФ* **43** 70 (1962); Burgov N A et al. *Sov. Phys. JETP* **16** 50 (1963)
28. Долбилкин Б С и др. *Письма в ЖЭТФ* **1** 47 (1965); Dolbilkin B S et al. *JETP Lett.* **1** 148 (1965)
29. Dular J et al. *Nucl. Phys.* **14** 131 (1959)
30. Miklažič U et al. *Nucl. Phys.* **31** 570 (1962)
31. Данос М и др. *УФН* **165** 1345 (1995); Danos M et al. *Phys. Usp.* **38** 1297 (1995)

32. Ишханов Б С, Юдин Н П, Эрамжян Р А *ЭЧАЯ* **31** 313 (2000); Ishkhanov B S, Yudin N P, Eramzhyan R A *Phys. Part. Nucl.* **31** 149 (2000)
33. Mayer M G, Jensen J H *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure* (New York: Wiley, 1955)
34. Levinger J S *Nuclear Photo-Disintegration* (London: Oxford Univ. Press, 1960)
35. Wilkinson D H *Physica* **22** 1039 (1956)
36. Brink D M *Nucl. Phys.* **4** 215 (1957)
37. Elliot J P, Flowers В Н *Proc. R. Soc. Lond.* **242** 57 (1957)
38. Неудачин В Г, Шевченко В Г, Юдин Н П *ЖЭТФ* **39** 108 (1960); Neudachin V G, Shevchenko V G, Yudin N P *Sov. Phys. JETP* **12** 79 (1961)
39. Brown G E, Bolsterli M *Phys. Rev. Lett.* **3** 472 (1959)
40. Балашов В В, Шевченко В Г, Юдин Н П *ЖЭТФ* **41** 1929 (1961); Balashov V V, Shevchenko V G, Yudin N P *Sov. Phys. JETP* **14** 1371 (1962)
41. Gillet V, Vinh Mau N *Nucl. Phys.* **54** 321 (1964)
42. Brown G E *Unified Theory of Nuclear Models* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1964); Пер. на русск. яз.: Браун Дж *Единая теория ядерных моделей и сил* (М.: Атомиздат, 1970)
43. Buck В, Hill A D *Nucl. Phys. A* **95** 271 (1967)
44. Marangoni M, Sarius A M *Nucl. Phys. A* **132** 649 (1969)
45. Shlomo S, Bertsch G *Nucl. Phys. A* **243** 507 (1975)
46. Eramzhyan R A et al. *Phys. Rep.* **136** 229 (1986)
47. Балашов В В, Чернов В М *ЖЭТФ* **43** 227 (1962); Balashov V V, Chernov V M *Sov. Phys. JETP* **16** 162 (1963)
48. Danos M, Greiner W *Phys. Rev.* **134** B284 (1964)
49. Huber M G et al. *Phys. Rev.* **155** 1073 (1967)
50. Drechsel D, Seaborn J B, Greiner W *Phys. Rev.* **162** 983 (1967)
51. Ишханов Б С и др. *Ядерная физика* **11** 485 (1970); Ishkhanov B S et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **11** 272 (1970)
52. Soloviev V G, Stoyanov Ch, Vdovin A I *Nucl. Phys. A* **288** 376 (1977)
53. Kamerdzhiiev S et al. *Nucl. Phys. A* **555** 90 (1993)
54. Камерджиев С П, Тертыхный Г Я, Целяев В И *ЭЧАЯ* **28** 333 (1997); Kamerdzhiiev S P, Tertychnyi G Ya, Tseliaev V I *Phys. Part. Nucl.* **28** 134 (1997)
55. Rodin V A, Urin M H *Phys. Rev. C* **66** 064608 (2002)
56. Ишханов Б С, Орлин В Н *ЭЧАЯ* **38** 460 (2007); Ishkhanov B S, Orlin V N *Phys. Part. Nucl.* **38** 232 (2007)
57. Урин М Г *Ядерная физика* **74** 1219 (2011); Urin M H *Phys. Atom. Nucl.* **74** 1189 (2011)
58. Саперштейн Э Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 475 (2015); Sapershtein E E et al. *JETP Lett.* **102** 417 (2015)
59. Борзов И Н *Ядерная физика* **81** 627 (2018); Borzov I N *Phys. Atom. Nucl.* **81** 680 (2018)
60. Борзов И Н, Толоконников С В *Ядерная физика* **82** 471 (2019); Borzov I N, Tolokonnikov S V *Phys. Atom. Nucl.* **82** 560 (2019)
61. Weil J M, McDaniel B D *Phys. Rev.* **92** 391 (1953)
62. O'Connell J S, Tipler P A, Axel P *Phys. Rev.* **126** 228 (1962)
63. Tipler P A et al. *Phys. Rev.* **129** 2096 (1963)
64. Dickey P A, Axel P *Phys. Rev. Lett.* **36** 501 (1975)
65. McGregor J C et al. *Eur. Phys. J. A* **37** 129 (2008)
66. Milburn R H *Phys. Rev. Lett.* **10** 75 (1963)
67. Арутюнян Ф Р, Гольдман И И, Туманян В А *ЖЭТФ* **45** 312 (1963); Arutyunyan F R, Gold'man I I, Tumanyan V A *Sov. Phys. JETP* **18** 218 (1964)
68. Utsunomiya H, Hashimoto S, Miyamoto S *Nucl. Phys. News* **25** (3) 25 (2015)
69. Tzara C *CR Acad. Sci.* **245** 56 (1957)
70. Miller J, Schuhl C, Tzara C *Nucl. Phys.* **32** 236 (1962)
71. Fultz S C et al. *Phys. Rev.* **127** 1273 (1962)
72. Berman B L, Fultz S C *Rev. Mod. Phys.* **47** 713 (1975)
73. Dietrich S S, Berman B L *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **38** 199 (1988)
74. Богданкевич О В *Атомная энергия* **12** 198 (1962); Bogdankevich O V *Sov. Atom. Energ.* **12** 208 (1962)
75. Капитонов И М, Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (М.: НИИЯФ МГУ, 1983)
76. Ишханов Б С и др. "Конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах", Препринт № 578 (М.: ИЯИ АН СССР, 1978)
77. Ишханов Б С, Капитонов И М, Эрамжян Р А *ЭЧАЯ* **23** 1770 (1992); Ishkhanov B S, Kapitonov I M, Eramzhyan R A *Sov. J. Part. Nucl.* **23** 774 (1992)
78. Варламов В В и др. "Центр данных фотоядерных экспериментов" *Государственная служба стандартных справочных данных. Информационный бюллетень* (7) 12 (1978)
79. Lomonosov Moscow State Univ. Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics. Centre for Photonuclear Experiments Data. Nuclear Reaction Database (EXFOR), <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
80. Varlamov A V et al. "Atlas of giant dipole resonances. Parameters and graphs of photonuclear reaction cross sections", Work performed under the Coordinated Research Project "Compilation and Evaluation of Photonuclear Data for Applications" INDC(NDS)-394 (Vienna: IAEA Nuclear Data Section, 1999)
81. International Atomic Energy Agency. Nuclear Data Service. NRDC "Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)", <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
82. USA National Nuclear Data Center. Database "CSIRS and EXFOR Nuclear Reaction Experimental Data"
83. Ahrens J et al. *Nucl. Phys. A* **251** 479 (1975)
84. Singh P P et al. *Nucl. Phys.* **65** 577 (1965)
85. Ишханов Б С, Канзюба В Г, Орлин В Н *Ядерная физика* **40** 9 (1984)
86. Варламов В В и др. *Ядерная физика* **30** 1185 (1979)
87. Богданова Н А и др. *Вестн. МГУ Сер. Физ. Астроном.* **28** 16 (1987)
88. Fallieros S, Goulard B *Nucl. Phys. A* **147** 593 (1970)
89. Akyüz R Ö, Fallieros S *Phys. Rev. Lett.* **27** 1016 (1971)
90. McNeill K G et al. *Phys. Rev. C* **47** 1108 (1993)
91. Капитонов И М *Изв. РАН Сер. физ.* **79** 569 (2015); Kapitonov I M *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **79** 526 (2015)
92. Speth J, van der Woude A *Rep. Prog. Phys.* **44** 719 (1981)
93. Van Der Woude A *Prog. Part. Nucl. Phys.* **18** 217 (1987)
94. Harakeh M N, van der Woude A *Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2001)
95. Chakrabarty D R, Dinh Dang N, Datar V M *Eur. Phys. J. A* **52** 143 (2016)
96. Лукирский А П, Бритов И А, Зимкина Т М *Оптика и спектроскопия* **17** 438 (1964); Lukirskii A P, Britov I A, Zimkina T M *Opt. Spectrosc.* **17** 234 (1964)
97. Ederer D L *Phys. Rev. Lett.* **13** 760 (1964)
98. Samson J L *Adv. Atom. Mol. Phys.* **2** 178 (1966)
99. Зимкина Т М и др. *ФТТ* **9** 1447 (1967); Zimkina T M et al. *Sov. Phys. Solid State* **9** 1128 (1967); Зимкина Т М и др. *ФТТ* **9** 1490 (1967); Zimkina T M et al. *Sov. Phys. Solid State* **9** 1163 (1967)
100. de Heer W A et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 1805 (1987)
101. Hoheisel W et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1649 (1988)
102. Tiggesbäumker J et al. *Chem. Phys. Lett.* **190** 42 (1992)
103. Gensterblum G et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 2171 (1991)
104. Hertel I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 784 (1992)
105. Wendin G *Phys. Lett. A* **46** 119 (1973)
106. Sairanen O-P, Aksela S, Kivimäki A *J. Phys. Condens. Matter* **3** 8707 (1991)
107. Kafe B P et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 014302 (2008)
108. Нестеренко В О *ЭЧАЯ* **23** 1667 (1992)
109. Bertsch G F, Tománek D *Phys. Rev. B* **40** 2749 (1989)
110. Kaplan I G, Mondragon A, Smirnov Yu F *Rev. Mexicana Fisica* **42** (Suppl. 1) 117 (1995)

Giant dipole resonance of atomic nuclei. Prediction, discovery, and research

B.S. Ishkhanov⁽¹⁾, **I.M. Kapitonov**⁽²⁾. *Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation. E-mail: (1) bsi@depni.sinp.msu.ru, (2) igor-kapitonov@yandex.ru*

Three quarters of a century ago, in his paper "Quadrupole and dipole γ -emission from nuclei," [*J. Phys. USSR* **8** 331 (1944); *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **15** 81 (1945)] A.B. Migdal introduced the concept of quantum collective excitation modes into nuclear physics, thereby predicting the phenomenon of giant dipole resonance (GDR). GDR research has had an enormous influence on the formation of modern concepts relating to the dynamics of nuclei. We briefly discuss Migdal's paper and trace the history of theoretical and experimental studies of GDR. New forms of GDR and analogues of GDR in nonnuclear microsystems are mentioned.

Keywords: giant dipole resonance, collective excitation modes, photonuclear reactions, nuclear physics

PACS numbers: **01.65.+g**, **24.30.Cz**, **25.20.-x**

Bibliography — 110 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (2) 147–162 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.02.038725>

Received 25 December 2019, revised 27 January 2020
Physics–Uspekhi **64** (2) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.02.038725>