

Природа ширины гигантского дипольного резонанса атомных ядер

И. М. Капитонов*

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Статья поступила 17.06.2019; Подписана в печать 01.08.2019)

На основе анализа всей совокупности имеющихся экспериментальных и теоретических исследований Гигантского Дипольного Резонанса атомных ядер установлены основные факторы формирования его ширины и структуры.

PACS: 21.10.Re

УДК: 539.1

Ключевые слова: фотоядерные реакции, гигантский дипольный резонанс (ГДР), ширина резонанса, структура резонанса, конфигурационное расщепление ГДР, изоспиновое расщепление ГДР, деформированные ядра.

Гигантский Дипольный Резонанс (ГДР) атомных ядер известен почти три четверти века. Он был предсказан А.Б. Мигдалом в 1945 г. [1] и впервые наблюдался в фотоделении (1947 г.) и в фотонейтронной реакции (1948 г.) в тяжёлых ядрах [2]. ГДР присущ всем ядрам с числом нуклонов $A > 1$ и является наиболее сильной реакцией атомного ядра на электромагнитное возбуждение. Его изучение сыграло выдающуюся роль в понимании того, как происходит возбуждение и распад высокоэнергичных ядерных состояний. Зависимость сечения поглощения фотонов от энергии ($\sigma_\gamma(E)$) в области ГДР известна для большинства стабильных ядер. Положение максимума этой зависимости (E_m) уменьшается с ростом числа A в соответствии с соотношением $E_m \approx 75 \cdot A^{-1/3}$ МэВ, т. е. от ≈ 20 МэВ в лёгких ядрах до 13 МэВ в тяжёлых. Что касается ширины ГДР (под ней мы будем понимать область разброса по энергии основной доли сечения фотопоглощения σ_γ и обозначать Γ_Δ), то она меняется от 4 до 20 МэВ и нет никакой определённой тенденции в изменении этой величины с ростом A . Более того, изменение числа нуклонов в ядре на 1–2 может привести к кардинальному (в разы) изменению Γ_Δ . Долгое время не удавалось понять, с чем связан такой большой разброс в величине Γ_Δ для ядер, имеющих близкие A и чем в этом плане отличаются легкие средние и тяжёлые ядра. Эта проблема тесно связана и 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*; более узкие (0.5–2.0 МэВ) области концентрации, называемые *промежуточной структурой* и, наконец, совсем узкие (0.05–0.1 МэВ) области, называемые *тонкой структурой*. Необходимо знать, как формируются эти структуры и как они влияют (если влияют) на величину Γ_Δ . В настоящее время мы мо-

жем ответить на все эти вопросы, опираясь на многолетние экспериментальные и теоретические исследования. Начнём мы с того, что напомним, как описывается ГДР в рамках наиболее успешного теоретического подхода — многочастичной модели оболочек (ММО). ГДР в этой картине возникает как смешанные остаточным взаимодействием $E1$ -переходы нуклонов в ближайшую свободную оболочку. Такие переходы называют частично-дырочными (one particle–one hole) или кратко $1p1h$. Далее наступает стадия распада этих состояний. 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^\uparrow и именно этот распад приводит к появлению промежуточной структуры в фотоядерных сечениях. 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 — это 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^\downarrow и именно он приводит к появлению тонкой структуры фотоядерных сечений. Возможна и дальнейшая цепочка усложнения частично-дырочной структуры исходного $E1$ -возбуждения: $2p2h \rightarrow 3p3h \rightarrow \dots \rightarrow$ *составное ядро*. Можно показать, однако, что она уже не приводит к формированию ещё более тонкой структуры сечений. Рис. 1 показывает, как проявляется промежуточная и тонкая структура в ГДР ядра ^{28}Si . Разрешение прямых фотоядерных экспериментов не позволяет «увидеть» резонансы тонкой структуры, но резонансы промежуточной структуры в них наблюдаются отчётливо (верхняя часть рис. 1). В то же время резонансы тонкой структуры видны в обратных фотоядерных реакциях типа (p, γ_0) , энергетическое разрешение которых существенно выше (нижняя часть рис. 1 [3]). Хорошо видно, как эти узкие резонансы проявляются на фоне более широких резонансов промежуточной струк-

*E-mail: igor-kapitonov@yandex.ru

туры. Вертикальные столбики на нижнем рисунке — данные многочастичной модели оболочек для ГДР ядра ^{28}Si [4]. Расчётные резонансы промежуточной структуры хорошо совпадают с экспериментальными.

Прямой распад происходит за время 10^{-23} – 10^{-22} с, полупрямой — за 10^{-21} с, стадия $2p2h$, $3p3h$ достигается за 10^{-20} с и называется *предравновесной*, и, наконец, стадия составного ядра (стадия установления статистического равновесия) — за 10^{-19} – 10^{-18} с. Вылет нуклонов из составного ядра сходен с процессом испарения молекул из нагретой капли жидкости.

Изучение всех этих стадий фотоядерной реакции позволило установить, что полупрямой распад ГДР доминирует в лёгких ядрах. В ядрах с $A = 40 - 50$ доля полупрямых распадов снижается до $\approx 50\%$, а в тяжёлых ядрах с $A \approx 200$ она уже составляет около 10% . Рис. 2 показывает, какова роль полупрямого механизма распада ГДР ядра ^{24}Mg . Приведены данные расчёта в ММО. Указаны оболочечные конфигурации $E1$ -нуклонных переходов, формирующие промежуточную структуру в различных областях ГДР.

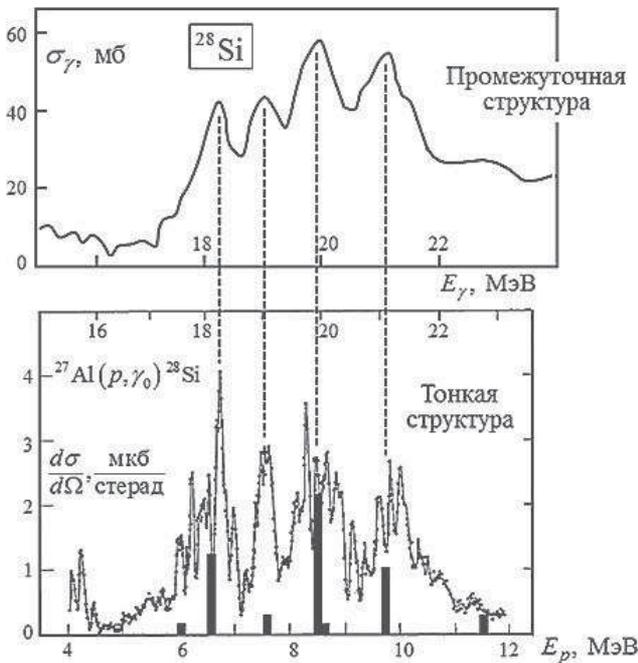


Рис. 1: Верхняя часть — экспериментальное сечение фотопоглощения для ядра ^{28}Si в области ГДР. Нижняя часть — экспериментальное сечение реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma) ^{28}\text{Si}$ в области ГДР (точки, соединенные линией) и данные теоретического расчёта [4] (столбики)

Самосопряженные легкие ядра $1p$ и $1d2s$ -оболочек (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si и ^{40}Ca), а также массивные ($A > 80$) сферические ядра с магическим числом нейтронов и (или) протонов ($N = 50$, $Z = 50$, $N = 82$, $Z = 82$, $N = 126$) или близким к ним являются наиболее простыми с точки зрения формы и структуры сечений фотопоглощения и понимания того, как эта форма и структура возникает. Для всех этих ядер ГДР можно

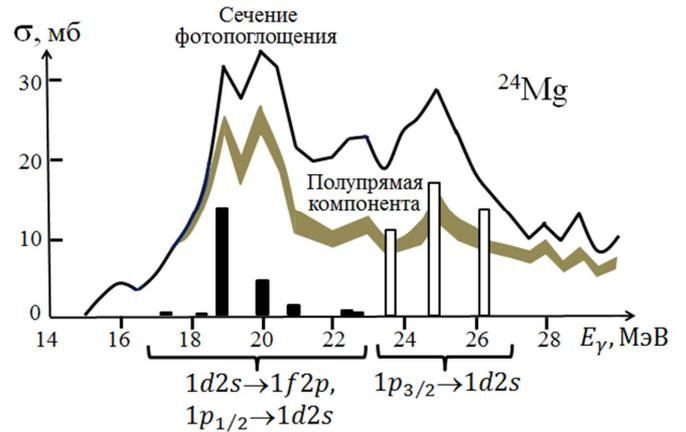


Рис. 2: Полученные в эксперименте [5] сечение фотопоглощения ядра ^{24}Mg (сплошная линия) и его полупрямая компонента (широкая полоса). Столбики — данные расчёта [6] в модели оболочек (ММО)

в первом приближении представить одиночным резонансом правильной формы с шириной $\Gamma_{\Delta} \approx 4-5$ МэВ. Иллюстрациями являются рис. 4 и 5 (^{12}C , ^{16}O), а также рис. 6 (^{142}Nd). Говорить о гросс-структуре таких ядер, по существу, не приходится. В экспериментах с высоким энергетическим разрешением у этих ядер в той или иной степени может проявляться промежуточная структура. Однако, природа этой промежуточной структуры у легких и массивных ядер рассматриваемого типа различна. Если у легких ядер (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si и ^{40}Ca) эта промежуточная структура есть просто проявление разброса по энергии входных дипольных $1p1h$ -состояний, возникающих за счет $E1$ -переходов нуклонов из одной (внешней) оболочки, то у массивных сферических ядер эта структура скорее всего обусловлена связью протон-нейтранных $E1$ -колебаний с поверхностью ядра, достаточно податливой к квадрупольным колебаниям формы. Этот вид трения ГДР у массивных ядер эквивалентен распаду входных коллективизированных $1p1h$ -состояний на наиболее важные с точки зрения формирования ширины и структуры ГДР состояния типа $2p2h$, имеющие конфигурацию двух взаимодействующих фононов (один из них дипольный, другой квадрупольный). Если бы такого трения не было то ГДР массивных сферических ядер за счет механизма коллективизации Брауна–Болстерли «собрался» бы в одно когерентное $1p1h$ -состояние с малой собственной шириной $\Gamma^{\uparrow} \approx 0.5 - 1$ МэВ, обусловленной эмиссией полупрямых нуклонов (главным образом нейтронов) из этого состояния в континуум. При этом ширина ГДР таких ядер возникает как ширина области разброса входного дипольного ($1p1h$) состояния по наиболее интенсивным двухфононным ($2p2h$) состояниям. Итак, ширина Γ_{Δ} всех этих (с заполненными нуклонными уровнями и сферических) ядер описывается соотношением $\Gamma_{\Delta} \approx \Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow}$, причём у лёгких ядер основной (до 80–90%) вклад в эту ширину даёт

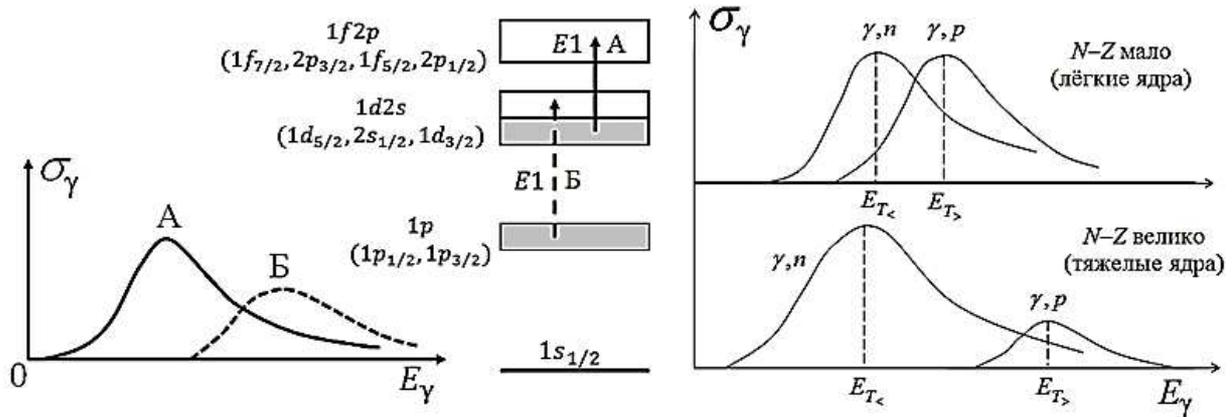


Рис. 3: Эффекты конфигурационного (слева) и изоспинового (справа) расщеплений ГДР

величина Γ^\uparrow , а в тяжелых (до 90%) Γ^\downarrow . Решающую роль в этой тенденции при переходе от лёгких ядер к тяжёлым играет быстрый рост плотности ρ_{2p2h} дипольных $2p2h$ -состояний (их числа на 1 МэВ), на которые возможен распад исходных $1p1h$ -возбуждений (см. таблицу).

Для остальных ядер (с незаполненными нуклонными уровнями и несферическими), а их подавляющее большинство, в формировании Γ_Δ важнейшую роль играют эффекты проявления гросс-структуры ГДР. Таких эффекта четыре:

1. Расщепление по энергии $E1$ -переходов из одной оболочки — ΔE_1 .
2. Расщепление по энергии $E1$ -переходов из разных, как правило, двух, оболочек (конфигурационное расщепление [7]) — ΔE_2 .
3. Расщепление, связанное с деформацией (несферичностью) ядра в основном состоянии — ΔE_3 .
4. Расщепление, связанное со спецификой квантового числа изоспина (изоспиновое расщепление) — ΔE_4 .

Каждый из перечисленных видов расщепления ГДР характеризуется шириной ΔE энергетической области, в которой располагаются наиболее сильные дипольные состояния. Рис. 3 иллюстрирует эффекты конфигурационного (пункт 2) и изоспинового (пункт 4) расщеплений ГДР.

Явление конфигурационного расщепления гигантского резонанса состоит в расщеплении по энергии электрических дипольных переходов нуклонов из разных оболочек. Нуклоны разных оболочек могут участвовать в формировании ГДР в немагических ядрах, а таких ядер подавляющее большинство. В немагических ядрах внешняя оболочка незамкнута, в связи с чем возможны две ветви $E1$ -переходов. На рис. 3 (слева) на примере ядер с незамкнутой внешней $1d2s$ -оболочкой (т.е. ядер, заключенных между дважды ма-

гическими ядрами ^{16}O и ^{40}Ca) показано как возникает две ветви ГДР — ветвь А переходов из внешней незаполненной $1d2s$ -оболочки в ближайшую свободную оболочку $1f2p$ ($1d2s \rightarrow 1f2p$) и ветвь Б переходов из наименее глубокой полностью заполненной оболочки $1p$ в частично заполненную внешнюю оболочку $1d2s$ ($1p \rightarrow 1d2s$). Эти переходы имеют разные средние энергии. Переходы Б имеют большую энергию, чем переходы А, в силу чего эти две ветви ГДР оказываются расщепленными по энергии так, как показано на рисунке. По существу можно говорить о возникновении в ядрах с незамкнутыми оболочками двух гигантских дипольных резонансов (А и Б) или двух его ветвей.

Конфигурационное расщепление возникает за счет того, что расстояние между ядерными оболочками уменьшается по мере перехода от внутренних оболочек к внешним. При переходе к ядрам $1f2p$ -оболочки ($A > 40$) масштаб конфигурационного расщепления снижается. Расщепление переходов группы А и Б уменьшается и усиливается их перемещение. Тем не менее, проявление конфигурационного прослеживается вплоть до ядер с числом нуклонов по крайней мере до 60.

Изоспиновое расщепление ГДР (правая часть рис. 3) имеет место у несамоспряжённых ядер ($N \neq Z$), а таких подавляющее большинство. У них возникают две раздвинутые 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 ветви $T_>$ незначительна (хотя величина расщепления ΔE_4 достигает 12 МэВ). Изоспиновое расщепление ГДР наиболее ярко проявляется у лёгких ядер с числом нуклонов до 50–60. В этих ядрах вероятности возбуждения изоспиновых компонент сравнимы при достаточно большой величине расщепления ΔE_4 (до 5–10 МэВ).

Продемонстрируем ожидаемый (рис. 4) и наблюдаемый (рис. 5) эффекты участия изоспинового расщеп-

Таблица I: Число дипольных $2p2h$ -состояний на 1 МэВ в районе максимума ГДР для различных ядер

Ядро	^{28}Si	^{32}S	^{58}Ni	^{90}Zr	^{208}Pb	^{240}U
ρ_{2p2h}	≈ 5	10–15	100	200–300	1500–2000	2500–3000

ления в формировании ширины ГДР триады изотопов углерода — ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C (аналогичные эффекты имеют место и для триады изотопов кислорода — ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O). Изоспины T_0 ядер-изотопов в этих триадах соответственно 0, 1 и 2.

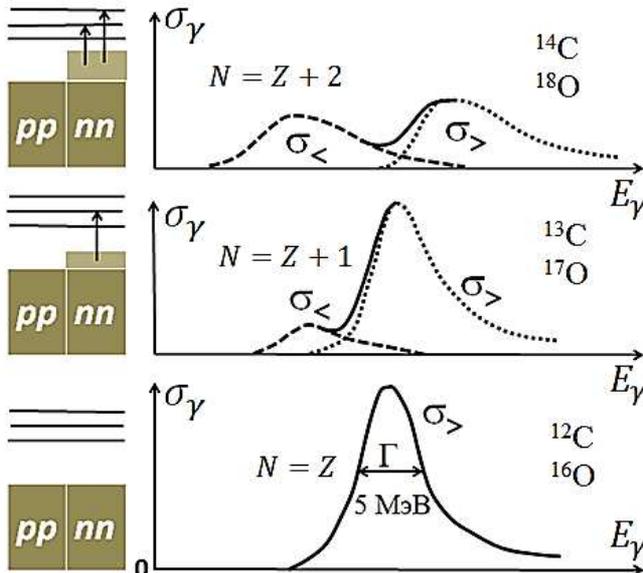


Рис. 4: Эффекты изоспинового расщепления ГДР в триадах изотопов углерода и кислорода

У ядер с $(N = Z)$, для которых $T_0 = 0$, есть одна изоспиновая ветвь с $T_> = T_0 + 1 = 1$, формирующаяся переходами нуклонов из остова замкнутых оболочек — ветвь Б в терминологии конфигурационного расщепления ГДР. Ее ширина на половине высоты $\Gamma \approx 5$ МэВ. ГДР таких ядер (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca) целиком определяется этой единственной изоспиновой ветвью и поэтому имеет вид резонанса с минимальной (≈ 5 МэВ) шириной. При добавлении одного нейтрона (переходе к изотопу с $N = Z + 1$) к основной изоспиновой ветви $T_> = T_0 + 1 = 3/2$, формирующейся Б-переходами из остова замкнутых оболочек, добавляется ветвь $T_< = T_0 = 1/2$, формирующаяся переходами из оболочки с нейтронным избытком — ветвь А в терминологии концепции конфигурационного расщепления ГДР. Этот избыток для ядер с $N = Z + 1$ незначителен (1 нейтрон), и поэтому относительный вклад ветви $T_<$ в таких ядрах мал. Ветвь $T_<$ образует так называемый «пигми-резонанс», сильно разбросанный по энергии и сдвинутый к меньшим энергиям относительно ветви $T_>$ на величину ΔE_4 равную

нескольким МэВ. Общая ширина сечения фотопоглощения при этом возрастает.

При добавлении еще одного нейтрона (переходе к изотопу с $N = Z + 2$) интенсивность ветви $T_<$ ($T_< = T_0 = 1$) резко возрастает, и ее доля составляет уже около половины интегрального сечения

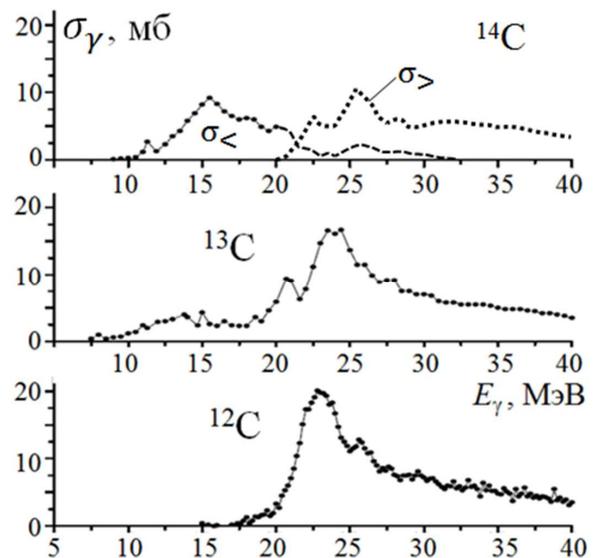


Рис. 5: Экспериментальные сечения фотопоглощения для изотопов углерода. Для ^{14}C сечение разделено на изоспиновые ветви в соответствии с анализом [8]

фотопоглощения. Ветвь $T_<$ остается значительно разбросанной по энергии и еще больше смещается в сторону малых энергий относительно ветви $T_>$. ГДР приобретает вид очень широкой (двугорбой) кривой. Наиболее ярко этот эффект должен быть виден в сечении фотопоглощения ядер ^{14}C и ^{18}O , что подтверждается экспериментом для углерода (рис. 5). Отметим, что в рассмотренных триадах ядер переходы типа А (из внешних незаполненных оболочек) дают вклад только в ветвь $T_<$, т.е. изоспиновое расщепление поддерживается конфигурационным.

Рис. 6 демонстрирует все виды расщеплений, ответственных за формирование gross-структуры ГДР, кроме изоспинового, на примере сечений фотопоглощения ядра ^{28}Si (слева) и изотопов неодима (справа). Напомним, что несферичность ядра приводит к формированию двух ветвей ГДР, отвечающих протон-нейтронным дипольным колебаниям вдоль длинной и короткой осей ядерного аксиально-симметричного эллипсоида. В наиболее чистом виде он проявляется в тяжёлых ядрах, где другие виды расщеплений менее важны.

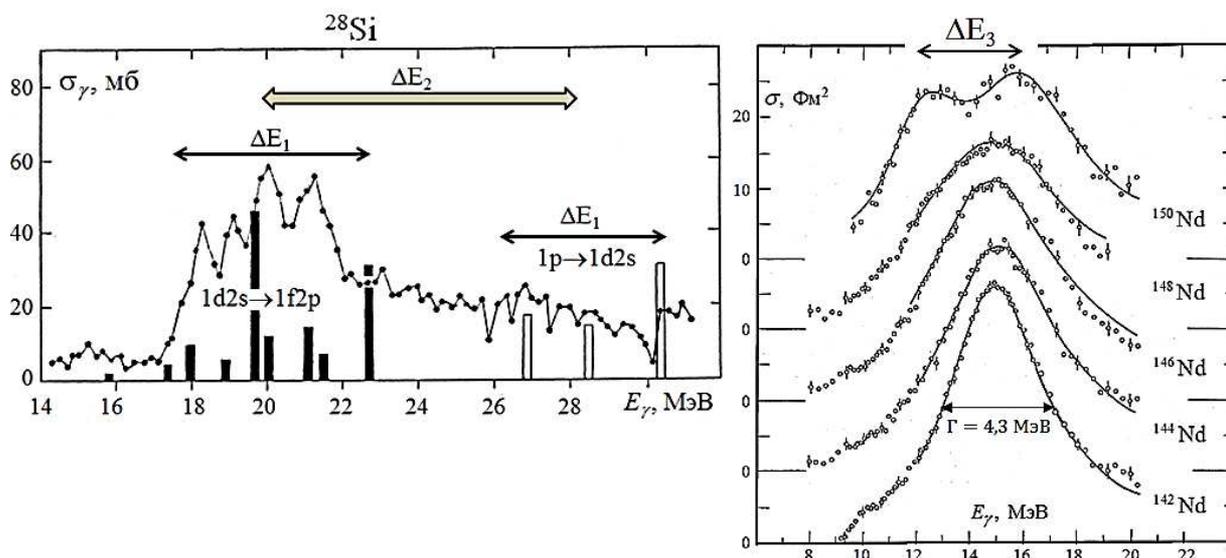


Рис. 6: Слева — сечение фотопоглощения ядра ^{28}Si . Столбики — результаты теоретического расчёта [4]. Справа — сечения фотопоглощения изотопов неодима. ΔE_1 — расщепление по энергии E_1 -переходов из одной оболочки, ΔE_2 — расщепление по энергии E_1 -переходов из разных оболочек (конфигурационное расщепление), ΔE_3 — расщепление, обусловленное несферичностью ядра

В заключение отметим, что знание источников структуры фотоядерных сечений, понимание их при-

роды и масштабов позволяет для большинства ядер с уверенностью объяснить форму и ширину ГДР.

- [1] Мигдал А. Б. // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
 [2] Baldwin G. C., Klaiber G. S. // Phys. Rev. 1947. **71**, P. 3; 1948. **73**, P. 1156.
 [3] Singh P. P., Segel R. E., Meyer-Schützmeister L., Hanna S. S., Allas R. G. // Nucl. Phys. 1965. **65**. P. 577.
 [4] Ишханов Б. С., Канзюба В. Г., Орлин В. Н. // Ядерная физика. 1984. **40**. С. 9.
 [5] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Эрамжян Р. А. // ЭЧАЯ. 1992. **23**. С. 1770.
 [6] Богданова Н. А., Гальцов А. Н., Ишханов Б. С., Орлин В. Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. **28**. С. 16.
 [7] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Неудачин В. Г., Юдин Н. П. // ЭЧАЯ. 2000. **31**. С. 1343.
 [8] McNeil K. G., Thompson M. N., Bates A. D., Jury J. W., Berman V. L. // Phys. Rev. 1993. **C47**. P. 1108.

Origin of the giant dipole resonance width of atomic nuclei

I. M. Kapitonov

¹Department of general nuclear physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
 E-mail: igor-kapitonov@yandex.ru

Based on the analysis of the entire set of available experimental and theoretical studies of the Giant Dipole Resonance of atomic nuclei, the main factors of the formation of its width and structure were established

PACS: 21.10.Re

Keywords: photonuclear reactions, giant dipole resonance (gdr), resonance width, resonance structure, configurational splitting of the gdr, isospin splitting of the gdr, deformed nuclei.

Received 17 June 2019.

Сведения об авторе

Капитонов Игорь Михайлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-09-26, e-mail: igor-kapitonov@yandex.ru.