

ОБЗОРЫ ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Гигантский дипольный резонанс ядер с числом нуклонов 12–65

И. М. Капитонов^a

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики.
Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 07.02.2020, после доработки 11.02.2020, принята к публикации 12.02.2020.

Проанализированы свойства гигантского дипольного резонанса (ГДР) большой группы легких атомных ядер. Анализ основан на систематике сечений фотопоглощения для 31-го ядра с числом нуклонов от 12 до 65, созданной по имеющимся в научной литературе экспериментальным данным. В сечениях, вошедших в систематику, отчетливо проявляются такие эффекты, как конфигурационное и изоспиновое расщепления ГДР. Эти сечения рекомендованы для тестирования современных теорий ГДР.

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, фотоядерные реакции.
УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-x.

ВВЕДЕНИЕ

75 лет назад А. Б. Мигдал в своей работе «Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер» [1] предсказал существование в ядрах масштабного явления — гигантского дипольного резонанса (ГДР). По существу, впервые в ядерную физику была введена концепция квантовых коллективных мод возбуждения. Исследования ГДР оказали огромное влияние на формирование современных представлений о динамике ядра [2–4]. В настоящее время исследования ГДР вышли на такой уровень, когда теория претендует на описание его детальных характеристик и прежде всего энергетической зависимости сечения поглощения фотонов атомными ядрами и структуры этих сечений. Информация о сечениях различных фотоядерных реакций содержится во множестве экспериментальных работ (см., например, базы ядерных данных [5–8]) и часто заметно различаются. Кроме того, непосредственные измерения сечений ядерного фотопоглощения в районе ГДР с требуемой точностью выполнены для весьма ограниченного числа ядер. А именно интерпретация этих сечений является первоочередной задачей всех теорий, описывающих ГДР. В настоящей работе автор представляет и анализирует систематику сечений фотопоглощения ядер с массовыми числами (числами нуклонов) $A = 12–65$, созданную фотоядерной группой НИИЯФ МГУ на основе экспертного отбора имеющихся в научной литературе экспериментальных данных о сечениях различных фотоядерных реакциях, их частичной коррекции и дополнения. Эта систематика впервые появилась в препринте [9] и прошла успешную апробацию. Приведенные в ней эффективные сечения фотопоглощения уже использовались в ряде публикаций и продемонстрировали свою полезность. По мнению автора, эта систематика является наиболее надежной информацией о сечениях фотопоглощения ядер с вышеуказанными A и заслуживает быть опубликованной в полном объеме. Именно этими сечениями автор рекомендует

пользоваться при сравнении с результатами теоретических расчетов. В данном обзоре показано, как особенности нуклонного состава ядер и, в частности, их оболочечная и изоспиновая структуры, проявляются в характере представленных в систематике сечений фотопоглощения.

1. ОТБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА И РЕКОНСТРУКЦИЯ ОТСУТСТВУЮЩИХ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

Основной областью ядер, выбранной для анализа, являлась область ядер $1d2s$ -оболочки (от изотопов кислорода до изотопов кальция). Это самая обширная область легких ядер, для которой накоплено много экспериментального и теоретического материала и выполнен довольно полный анализ механизма возбуждения и распада ГДР (например, обзоры [10, 11]). Эта область ядер была дополнена со стороны малых массовых чисел изотопами углерода и азота ($A = 12–15$), а со стороны больших массовых чисел — изотопами титана ($A = 46, 48$), никеля ($A = 58, 60$), меди ($A = 63, 65$), а также ядром ^{52}Cr с тем, чтобы включить примыкающие ядра соседних оболочек $1p$ - и $1f2p$ -. Отбирались только те нуклиды, для которых имеются надежные и добротные экспериментальные данные о форме фотоядерных сечений.

Для решения поставленной в работе задачи требовались сечения поглощения фотонов ядрами σ_γ . Непосредственные измерения таких сечений с приемлемой точностью имеются лишь для 7 ядер (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{40}Ca). Для большинства нуклидов сечения фотопоглощения могут быть «сконструированы», т. е. получены суммированием фотопротонных и фотонейтронных сечений. Под фотопротонным сечением мы понимаем сечение реакции с вылетом одного протона, обозначаемое $\sigma(\gamma, p)$. Под фотонейтронными сечениями имеются ввиду сечения реакций с вылетом одного или двух нейтронов $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, np)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$. Эти четыре сечения практически исчерпывают сечение поглощения

^a E-mail: igor-kapitonov@yandex.ru

фотонов σ_γ в области ГДР рассматриваемых ядер, т. е.

$$\sigma_\gamma \approx \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n). \quad (1)$$

Детальный анализ имеющейся на сегодняшний день информации о фотопротонных и фотонейтронных сечениях ядер с $A = 12-65$ показал, что для 25 нуклидов сечение фотопоглощения может быть получено использованием процедуры (1). Полная сводка отобранных нуклидов и использованной информации с указанием публикаций приведена в таблице. Всего имеются данные для 31 нуклида.

Важную роль в использованном наборе экспериментальных сведений играют сечения фотопоглощения для пяти нуклидов — ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{40}Ca , — измеренные с высокой точностью в Майнце (Германия) [12]. Эти сечения получены в едином эксперименте вплоть до 140 МэВ и образуют удобный набор реперных данных, особенно о поведении «хвостов» ГДР — сечений фотопоглощения за максимумом гигантского резонанса в районе 30–40 МэВ.

Основная часть данных о фотопротонных и фотонейтронных сечениях получена в экспериментах,

Таблица. Источники информации об экспериментальных сечениях

Ядро	$\sigma(\gamma, p)$	$\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n)$	σ_γ
^{12}C			[12]
^{13}C	[13]	[14]	
^{14}C	[15]	[16]	
^{14}N	[17]	[17]	[17, 18]
^{15}N	[19]	[20, 21]	
^{16}O			[12]
^{17}O	[22]	[23]	
^{18}O	[24]	[24]	
^{19}F			[18]
^{23}Na	[25]	[26]	
^{24}Mg	[27]	[28]	
^{25}Mg	[29]	[30]	
^{26}Mg	[31]	[32]	
^{27}Al			[12]
^{28}Si			[12]
^{29}Si	[33]	[34]	
^{30}Si	[35]	[34]	
^{32}S	[36]	[37]	
^{34}S	[38]	[39]	
^{40}Ar	[40]	[40]	
^{40}Ca			[12]
^{42}Ca	[41]	[42]	
^{44}Ca	[43]	[44]	
^{48}Ca	[45]	[45]	
^{46}Ti	[46]	[46]	
^{48}Ti	[47]	[48]	
^{52}Cr	[49]	[50]	
^{58}Ni	[49, 51]	[51, 52]	
^{60}Ni	[49, 51]	[51, 52]	
^{63}Cu	[53]	[54]	
^{65}Cu	[53]	[54]	

выполненных на ускорителях США, Канады, Японии, Австралии [13–17, 20–24, 29, 30, 32–35, 38–48, 53, 54], а также в НИИЯФ МГУ [25, 27, 28, 31, 36, 37, 49–52].

Большинство фотопротонных и фотонейтронных сечений, отобранных для построения сечений фотопоглощения с использованием процедуры (1), измерены в области энергий фотонов до 30 МэВ. В то же время для получения общих характеристик ГДР легких ядер, таких как ширина, интегральное сечение, область концентрации наиболее сильных дипольных возбуждений, необходимо иметь представление о сечении фотопоглощения и в области 30–40 МэВ, лежащей непосредственно за максимумом ГДР. На долю этой области приходится заметная часть интегрального сечения фотопоглощения рассматриваемых ядер. Как показывают данные работы [12], она меняется приблизительно от 30% для ^{12}C и ^{16}O до $\approx 15\%$ для ^{40}Ca . В этой связи необходимо было восстановить «хвосты» ГДР в интервале 30–40 МэВ для всех ядер, исключая реперные ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{40}Ca , для которых сечения фотопоглощения в требуемом для анализа диапазоне энергий измерены [12]. Эти измерения показали, что на участке 30–40 МэВ сечения фотопоглощения систематически уменьшаются с ростом энергии фотонов и не имеют существенных структурных особенностей, причем энергетический ход этих сечений на этом участке в пределах экспериментальных погрешностей не зависит от массового числа A . С учетом того, что интегральная вероятность поглощения ядром электрических дипольных фотонов, в соответствии с дипольным правилом сумм, пропорциональна NZ/A , участок сечения фотопоглощения 30–40 МэВ для каждого ядра, для которого использовалась процедура (1), воспроизводился по ближайшему реперному ядру с учетом различия в величине NZ/A . Поскольку данный участок не содержит существенной структуры, то воспроизводился его сглаженный монотонно спадающий энергетический ход.

Критерием правильности описанной процедуры является совмещение σ_γ , полученного суммированием экспериментального фотопротонного и фотонейтронного сечений (1), с синтезированным «хвостом» ГДР в районе 30 МэВ. С точностью 5–10% это имеет место для всех анализируемых ядер.

Все сечения фотопоглощения приведены на рис. 1–9. Для пяти реперных ядер (^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{40}Ca) это экспериментально измеренные сечения фотопоглощения, полученные в [12]. Для остальных ядер — это сечения фотопоглощения, полученные в соответствии с вышеописанной процедурой. Как правило, до 30 МэВ эти сечения являются суммой экспериментальных фотонуклонных сечений. В области 30–40 МэВ эти сечения являются нормированными с помощью множителя NZ/A сечениями фотопоглощения одного из реперных ядер (обычно ближайшего).

Сечение фотопоглощения для реперных ядер — это совокупность экспериментальных точек. Они получены с шагом 0.2 МэВ. Ошибки в отдельных точках не приводятся. Представление о них дает разброс точек.

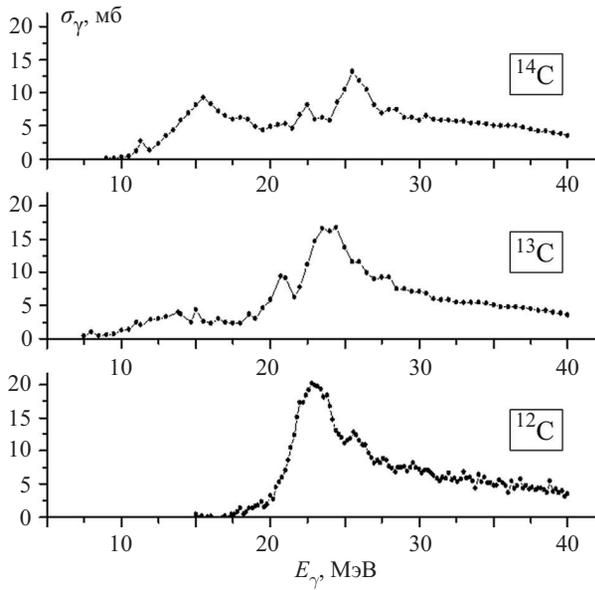


Рис. 1. Сечения фотопоглощения изотопов углерода

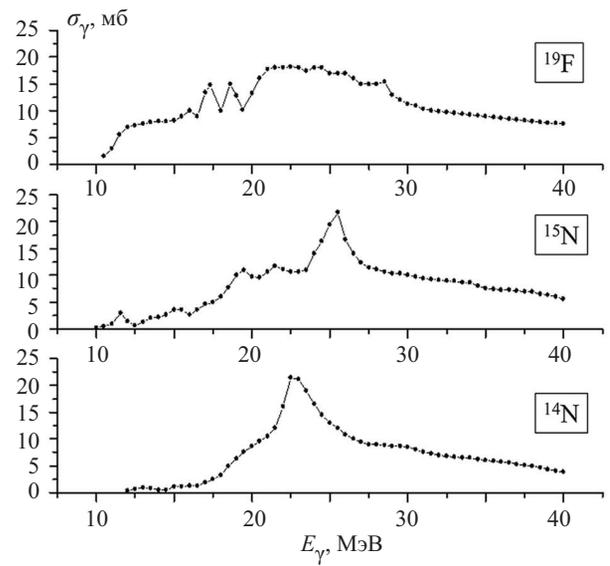


Рис. 2. Сечения фотопоглощения фтора и изотопов азота

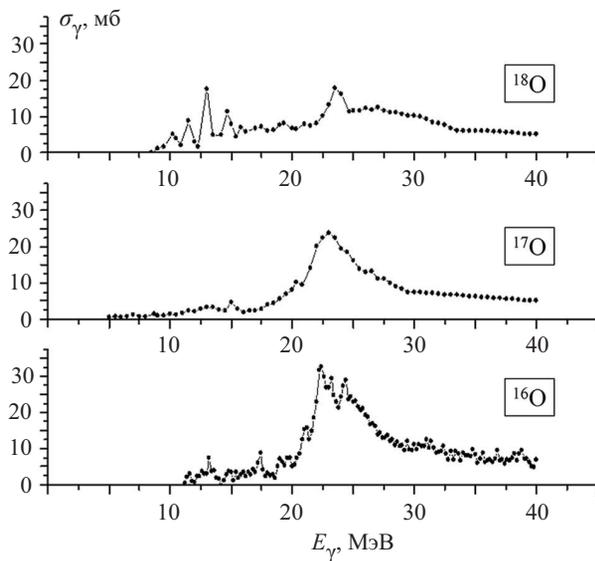


Рис. 3. Сечения фотопоглощения изотопов кислорода

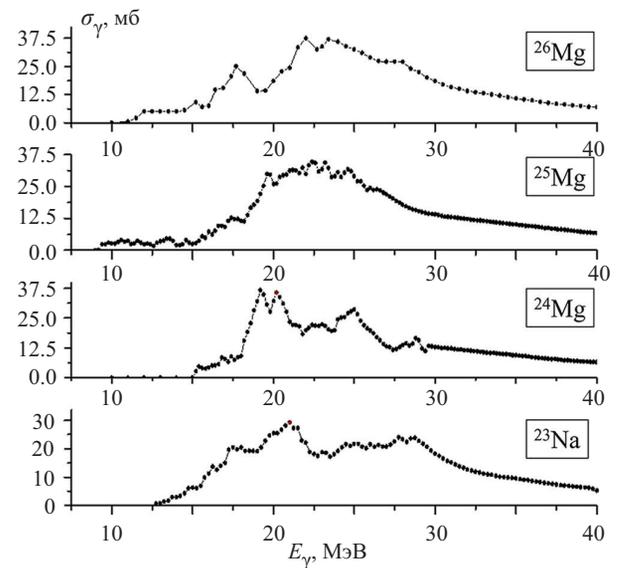


Рис. 4. Сечения фотопоглощения натрия и изотопов магния

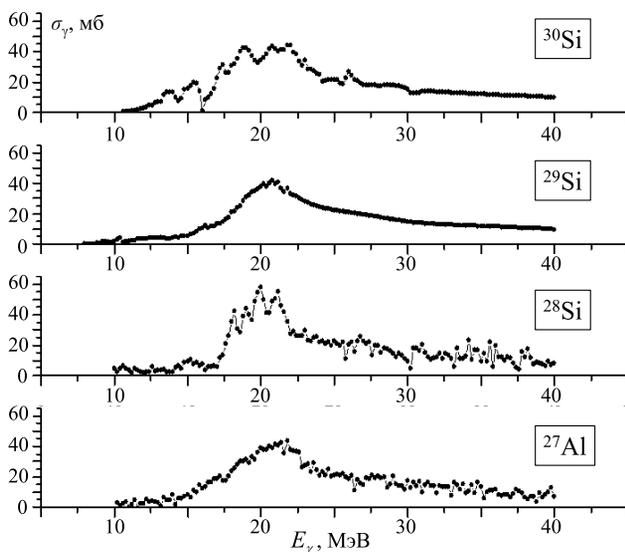


Рис. 5. Сечения фотопоглощения алюминия и изотопов кремния

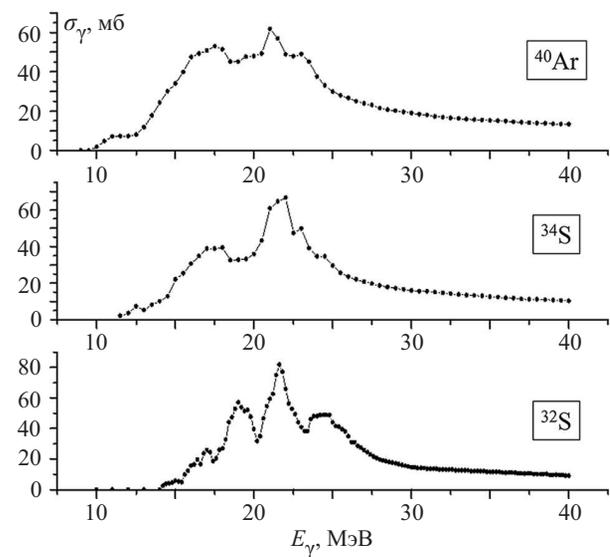


Рис. 6. Сечения фотопоглощения аргона и изотопов серы

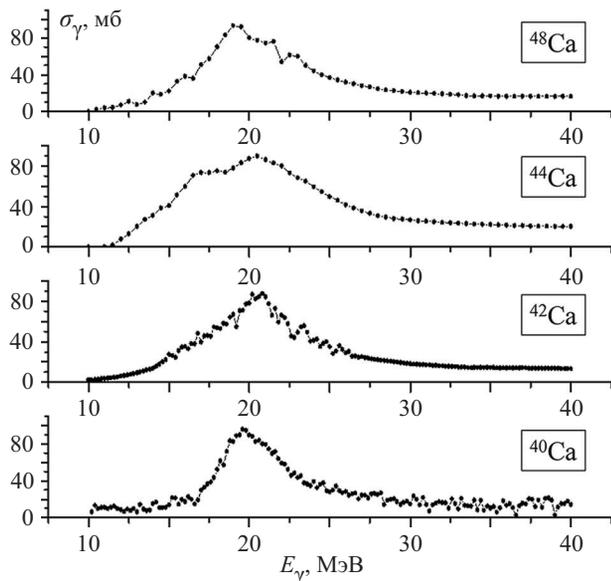


Рис. 7. Сечения фотопоглощения изотопов кальция

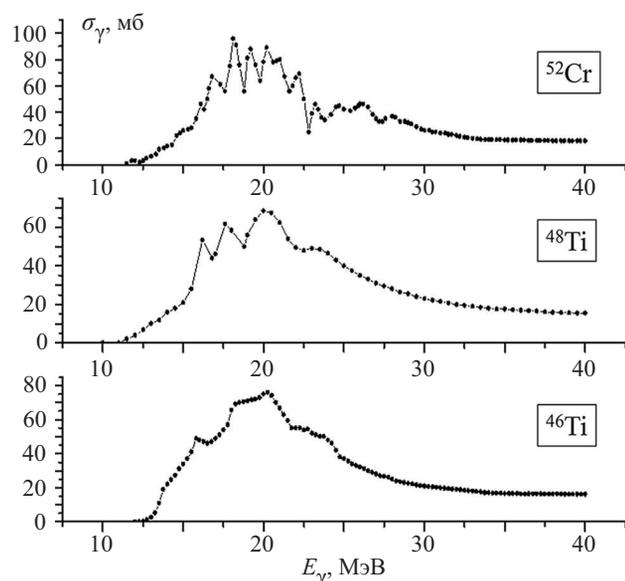


Рис. 8. Сечения фотопоглощения хрома и изотопов титана

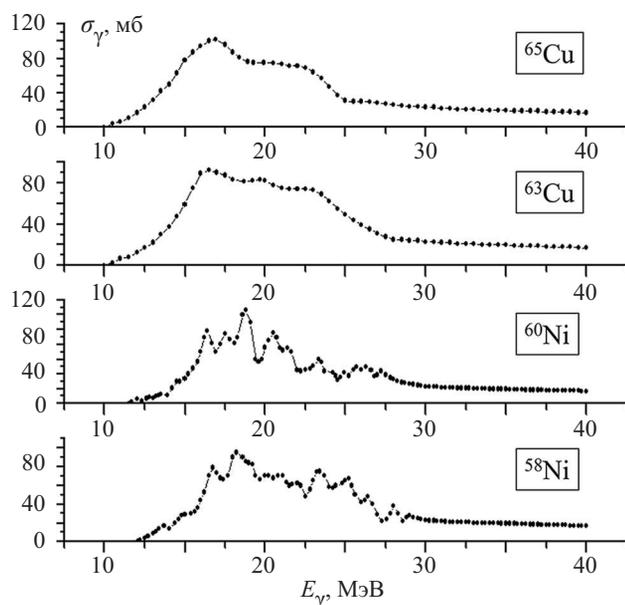


Рис. 9. Сечения фотопоглощения изотопов никеля и меди

Для других ядер сечения ниже 30 МэВ, полученные суммированием фотонуклонных сечений, представлены в виде набора точек с равномерным шагом по энергии (0.2; 0.25 или 0.5 МэВ). Во многих случаях эти точки не являются непосредственно теми, которые приводят авторы работ или их простой суммой, поскольку отдельные фотонуклонные сечения определялись в разных работах с разным (часто неравномерным) шагом по энергии и сами эти сечения измерялись в подчас несовпадающих энергетических диапазонах и с различной точностью. Для получения сечений фотопоглощения с помощью соотношения (1) требовался переход к одной и той же равномерной энергетической шкале с использованием метода интерполяции. Причем необходимо было сохранить основные структурные особенности сечений. Приведенные на рис. 1–9 сечения — итог всей этой работы. Эти сечения не непосредственно измеренные, а синтезированные на основе данных измерений. В этой связи мы не указываем ошибок в отдельных точках (сами эти точки во многих случаях не являются непосредственно экспериментально определенными). Вместе с тем все главные особенности синтезированных сечений, включая промежуточную структуру, отчетливо проявляются в экспериментальных фотонуклонных сечениях и попали в итоговые сечения из исходных опытных данных.

2. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ СЕЧЕНИЙ

Созданная систематика сечений фотопоглощения для 31 нуклида позволяет проследить, как меняются основные характеристики ГДР в широкой области массовых чисел (от 12 до 65), включающей легкие ядра трех оболочек — $1p$, $1d2s$ и $1f2p$. Мы будем анализировать следующие характеристики ГДР:

1. Интегральное сечение фотопоглощения.
2. Положение ГДР на шкале энергий.
3. Ширина и структура ГДР.

Рассмотрим последовательно эти характеристики.

2.1. Интегральное сечение фотопоглощения

Интегральное сечение фотопоглощения определяется следующим соотношением:

$$\sigma_{\gamma}^{\text{int}} = \int_0^{40 \text{ МэВ}} \sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) dE_{\gamma}.$$

Систематика интегральных сечений фотопоглощения до 40 МэВ представлена на рис. 10. Их ожидаемое теоретическое значение дается электрическим дипольным правилом сумм [55]:

$$\sigma_{\gamma}^{\text{int}} = \int_0^{\infty} \sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = 60 \frac{NZ}{A} (1 + \Delta) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

где величина $60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ является классическим пределом дипольного правила сумм, а слагаемое Δ определяется вкладом обменных сил Майораны и Гейзенберга в тензорную часть межнуклонного потенциала. Аппроксимация экспериментальных значений $\sigma_{\gamma}^{\text{int}}$ линейной зависимостью дает для Δ значение 0.30–0.35. Это один из существенных результатов созданной систематики сечений фотопоглощения.

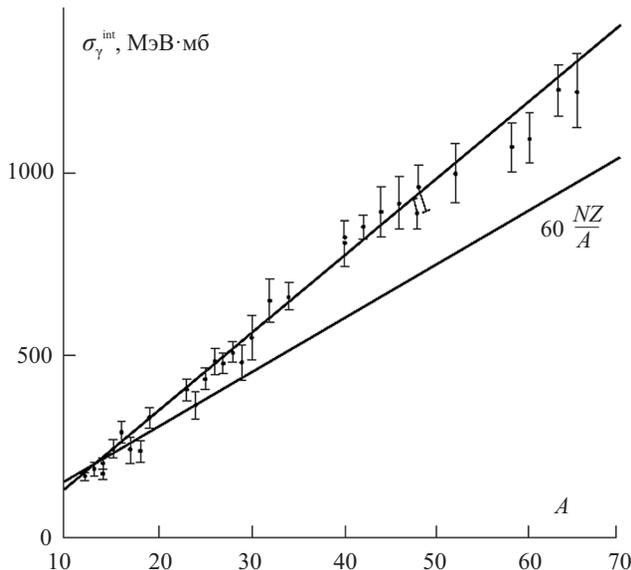


Рис. 10. Интегральные сечения фотопоглощения ядер с $A = 12-65$ в сравнении с классическим дипольным правилом сумм ($60NZ/A$ МэВ·мб)

2.2. Положение ГДР на шкале энергий

Рассмотрим теперь положение ГДР на шкале энергий. Обычно под ней понимают энергию E_m максимума сечения фотопоглощения. Этой величиной может быть, например, положение отдельной экспериментальной точки, в которой сечение наибольшее. Однако в этом случае на величину E_m будут в максимальной степени влиять статистические неопределенности эксперимента. Ряд сечений (^{28}Si , ^{30}Si , ^{52}Cr , ^{60}Ni) имеет в районе максимума ГДР несколько сравнимых пиков. Другие сечения (^{14}C , ^{19}F , ^{23}Na , ^{40}Ar) разбросаны в широком энергетическом интервале и не имеют одного отчетливого максимума.

Мы использовали следующий метод оценки положения максимума ГДР. Этим максимумом, обозначаемым $\langle E_m \rangle$, считалась середина той энергетической области шириной 5 МэВ, в которой была заключена наибольшая доля интегрального сечения фотопоглощения. При этом в оценке положения максимума ГДР участвовало довольно большое (до 25) число соседних точек и, по существу, полностью нивелировалось влияние статистических «пульсаций» отдельных точек. Выбор ширины энергетического интервала в описываемой процедуре довольно произволен. Мы в качестве такой ширины выбрали величину 5 МэВ, которая отвечает ширине на половине высоты сечений ядер с заполненными оболочками или подоболочками, т.е. магических и полумагических ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si и ^{40}Ca . ГДР таких ядер в экспериментах с не очень высоким энергетическим разрешением имеет вид одного резонанса довольно правильной формы, причем ширина его на половине высоты (полуширина) минимальна. В дальнейшем ширину 5 МэВ мы будем называть «магической» и соответствующий интервал энергий «магическим». Величины $\langle E_m \rangle$ приведены на рис. 11. В среднем с ростом массового числа A величина $\langle E_m \rangle$ уменьшается от 24–27 МэВ для изотопов углерода и до 17–19 МэВ для изотопов никеля и меди.

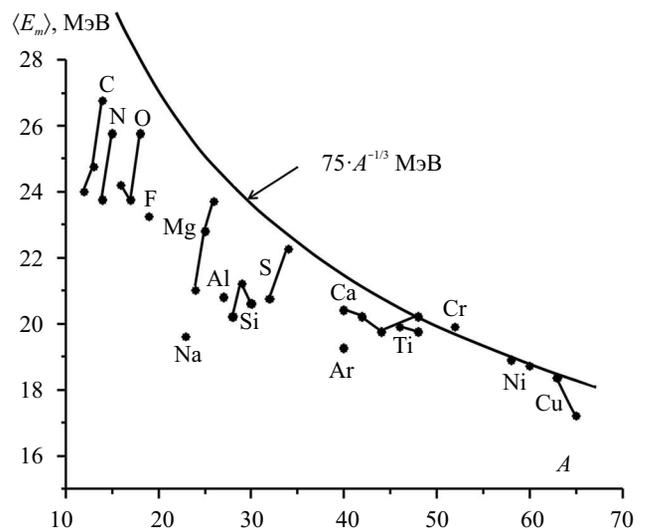


Рис. 11. Энергии максимумов гигантского дипольного резонанса ядер с $A = 12-65$. Линия $75 \cdot A^{-1/3}$ МэВ — предсказание коллективной (гидродинамической) модели

Коллективные модели ГДР, рассматривающие ядро как совокупность взаимопроникающих протонной и нейтронной жидкостей, совершающих в резонансе противофазные дипольные колебания в пределах фиксированной ядерной поверхности [1, 56, 57], предсказывают следующую зависимость E_m от массового числа A :

$$E_m = \sqrt{34.6 \frac{NZ}{A^2} \beta \frac{\hbar^2}{MR^2}} \approx 75 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

где M — масса нуклона, R — радиус ядра ($R = 1.2 \cdot A^{1/3}$ Фм) и $\beta \approx 24$ МэВ — численный коэффициент в выражении $\beta(N - Z)^2/A$ для энергии симметрии в полуэмпирической формуле Вайцекера для энергии связи ядра. Из рис. 11 следует, что для ядер легче изотопов кальция коллективная модель предсказывает завышенное значение E_m , причем это расхождение растет с уменьшением A , достигая для изотопов углерода различия в 30–40%. Возможно, это связано с зависимостью β от числа нуклонов в ядре. Микроскопические ядерные модели, такие как многочастичная модель оболочек [58] и теория конечных ферми систем [59] с учетом реалистического вида нуклон-нуклонного взаимодействия, правильно воспроизводят положение максимума ГДР во всей области массовых чисел.

2.3. Ширина и структура ГДР

Рассмотрим теперь данные о ширине и структуре ГДР. Когда говорят об отдельном резонансе, то под его шириной понимают ширину резонанса на половине высоты (полуширину), обозначаемую Γ , подразумевая, что резонанс имеет «правильную» (т.е. брейт-вигнеровскую) форму. В случае ГДР мы во многих случаях имеем дело со сложной кривой сечения фотопоглощения, формируемой набором перекрывающихся резонансов, разбросанных в широкой энергетической области. ГДР при этом имеет вид, далекий от вида отдельного резонанса,

причем даже положение максимума ГДР не всегда можно однозначно указать. Хорошей иллюстрацией сказанного являются сечения фотопоглощения половины исследованных ядер (^{14}C , ^{18}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{30}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{40}Ar , ^{48}Ti , ^{52}Cr , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu). Лишь для нескольких магических и полумагических ядер (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca) сечение фотопоглощения при невысоком энергетическом разрешении имеет вид отдельного резонанса довольно «правильной» формы. К таким ядрам можно применить понятие ширины ГДР в традиционном смысле, т. е. определив ее как ширину Γ на половине высоты сечения фотопоглощения, и для них $\Gamma \approx 5$ МэВ. Именно эту ширину мы условились называть «магической». Для остальных ядер (т. е. со сложной формой ГДР) ширина ГДР, по существу, определяется разбросом по энергии основной доли сечения фотопоглощения, и величина этого разброса заведомо (в отдельных случаях до 2–3 раз) превышает магическую ширину 5 МэВ. Для таких ядер шириной Γ можно считать ширину энергетической области ГДР, на границах которой сечение фотопоглощения уменьшается в два раза по сравнению со своими наибольшими значениями.

Два типа расщепления по энергии существенно влияют на увеличение ширины ГДР легких ядер по сравнению с «магической»:

1. Расщепление дипольных возбуждений по квантовому числу изоспин (изоспиновое расщепление ГДР) [60–62].
2. Расщепление дипольных переходов нуклонов из разных ядерных оболочек (конфигурационное расщепление ГДР) [10, 11].

Оба вышеуказанных расщепления не влияют на магическую ширину ≈ 5 МэВ ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca .

2.3.1. Изоспиновое расщепление ГДР

Изоспиновое расщепление ГДР имеет место у несамоспряженных ($N \neq Z$) ядер, т. е. ядер, у которых изоспин основного состояния $I_0 = \left| \frac{N-Z}{2} \right| \neq 0$. Поскольку электрический дипольный фотон эквивалентен частице с изоспином 1, то в несамоспряженных ядрах его поглощение приводит к двум изоспиновым ветвям ГДР: с изоспинами I_0 (менее энергичная ветвь) и $I_0 + 1$ (более энергичная ветвь). Установлено [61], что их центры тяжести раздвинуты на величину

$$\Delta E_I = \frac{60}{A}(I_0 + 1) \text{ МэВ} \quad (2)$$

и в стабильных легких ядрах, имеющих незначительные различия в N и Z , вероятности возбуждения ветвей $I_0 + 1$ и I_0 приближенно относятся как $1/I_0$, т. е. сравнимы.

Сечения фотопоглощения, приведенные в данной систематике, позволяют наглядно продемонстрировать эффект влияния изоспинового расщепления ГДР на его форму и ширину. Для этого удобно рассмотреть две изоспиновые триады изотопов — ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C и ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , — сечения фотопоглощения которых представлены на рис. 1 и 3, и изоспиновый квартет изотопов кальция — ^{40}Ca ,

^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca , ГДР которых приведен на рис. 7. Самые легкие изотопы этих изоспиновых семейств имеют в основном состоянии нулевой изоспин, и у них при поглощении электрического дипольного фотона возбуждается лишь одна изоспиновая ветвь ГДР с $I = 1$, т. е. изоспиновое расщепление ГДР отсутствует. При появлении нейтронного избытка у данных изоспиновых семейств возбуждаются обе изоспиновые ветви с I_0 и $I_0 + 1$, причем по мере увеличения числа нейтронов расщепление изоспиновых ветвей увеличивается. Увеличение нейтронного избытка в триадах изотопов углерода и кислорода приводит и к росту доли изоспиновой ветви I_0 . Для изотопов кальция, наоборот, с увеличением нейтронного избытка доля изоспиновой ветви I_0 уменьшается. Более детально эти тенденции проанализированы в работе [62], в которой показано, что изоспиновое расщепление ГДР оказывает решающее влияние на форму сечений фотопоглощения вышеуказанных изоспиновых семейств. Здесь мы ограничимся лишь качественными пояснениями на примере изоспиновых триад углерода и кислорода. У ядер ^{12}C и ^{16}O , представляющих собой самоспряженные основания семейств из трех изотопов, возбуждается одна изоспиновая компонента с $I = 1$. Изоспинового расщепления у ^{12}C и ^{16}O нет, и ГДР имеет минимальную (магическую) ширину ≈ 5 МэВ. При добавлении одного нейтрона (изотопы ^{13}C и ^{17}O) возбуждаются обе изоспиновые ветви (с $I = I_0 = 1/2$ и $I = I_0 + 1 = 3/2$), расщепленные согласно (2) на 5–7 МэВ, причем более высокоэнергичная ветвь (с $I = 3/2$) должна быть доминирующей, поскольку вероятность ее возбуждения по отношению к ветви с $I = 1/2$ дается величиной $\approx 1/I_0 = 2$. При переходе к изотопам ^{14}C и ^{18}O возбуждаются ветви с $I = I_0 = 1$ и $I = I_0 + 1 = 2$. Расщепление этих ветвей, согласно (2), увеличивается до 6–9 МэВ, и отношение вероятностей их возбуждения $\approx 1/I_0 = 1$, т. е. эти вероятности примерно одинаковы. Все эти особенности изоспинового расщепления ГДР хорошо видны в сечениях фотопоглощения изотопов ^{13}C , ^{14}C и ^{17}O , ^{18}O , приведенных на рис. 1 и 3, в которых ветвь с меньшим изоспином располагается ниже 20 МэВ, а ветвь с большим изоспином — выше этой энергии.

Изоспиновое расщепление сказывается на форме и ширине ГДР и других ядер с $N \neq Z$, вошедших в данную систематику сечений фотопоглощения. Анализ этих сечений для всех изотопических семейств в данной систематике привел к установлению изотопического эффекта в ширине ГДР легких ядер [63].

2.3.2. Конфигурационное расщепление ГДР

Наиболее важным фактором, определяющим форму и ширину ГДР легких ядер, является его конфигурационное расщепление [10, 11, 64]. Это расщепление вызвано различием в энергиях электрических дипольных (E1) переходов нуклонов различных ядерных оболочек. Большинство атомных ядер — это ядра с незаполненной внешней оболочкой. У таких ядер возможны две ветви E1-переходов нуклонов (и соответственно две ветви ГДР): из внешней незаполненной оболочки в ближайшую свободную

(ветвь А) и из наименее глубокой заполненной оболочки во внешнюю, т. е. частично заполненную (ветвь Б). У легких ядер энергии этих двух ветвей сильно различаются (энергия Б-ветви существенно больше), что приводит к образованию двух областей интенсивного поглощения Е1-фотонов в спектре состояний ГДР. Без учета конфигурационного расщепления ГДР нельзя описать ширину и гросс-структуру ГДР легких ядер. Роль этого фактора зависит от того, сколь сильно отличается анализируемое ядро от ближайшего ядра с заполненными оболочками (т. е. магического), у которого ветви А и Б сливаются. С ростом массового числа А происходит сближение внешних нуклонных оболочек, ответственных за формирование ГДР, и роль конфигурационного расщепления снижается. Поэтому в ядрах с числом нуклонов больше 60 это расщепление перестает быть существенным фактором формирования ширины и гросс-структуры ГДР.

Конфигурационное расщепление отчетливо проявляется в сечениях, вошедших в данную систематику. Продемонстрируем это. В возбуждении ГДР таких ядер участвуют нуклоны оболочек $1p$, $1d2s$ и $1f2p$. Как уже отмечалось, ширина ГДР ядер ^{12}C , ^{16}O и ^{40}Ca минимальна (около 5 МэВ). Это ядра с заполненной подоболочкой $1p_{3/2}$ (^{12}C) и заполненными оболочками $1p$ (^{16}O) и $1d2s$ (^{40}Ca), т. е. ядра, для которых конфигурационное расщепление отсутствует и основные дипольные возбуждения отвечают переходам нуклонов из внешней оболочки в ближайшую по энергии свободную: $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ (^{12}C), $1p \rightarrow 1d2s$ (^{16}O) и $1d2s \rightarrow 1f2p$ (^{40}Ca). Ширина 5 МэВ формируется, таким образом, разбросом по энергии дипольных переходов из одной (внешней оболочки).

У ядер ^{13}C , ^{14}C , ^{14}N , ^{15}N одним-тремя нуклонами заселяется более высокая подоболочка $1p_{1/2}$ и к дипольным переходам $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ (ветвь Б) подключаются переходы $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$ (ветвь А). Эти две группы переходов сильно разнесены по энергии за счет масштабного (6 МэВ) спин-орбитального расщепления $1p$ -оболочки. Таким образом, здесь мы имеем дело с конфигурационным расщеплением внутри одной оболочки. Переходы $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$ лежат ниже переходов $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ на величину спин-орбитального расщепления и формируют низкоэнергичную (ниже 20 МэВ) часть сечения фотопоглощения ядер ^{13}C , ^{14}C , ^{14}N , ^{15}N (рис. 1, 2).

Начиная с изотопов кислорода ветвью А становятся переходы $1d2s \rightarrow 1f2p$, а ветвью Б — переходы $1p \rightarrow 1d2s$. Ветвь Б сильно разбросана по энергии, определяя ту часть ГДР, которая лежит выше 20 МэВ, в том числе и его «хвост». Эта ветвь доминирует вплоть до натрия, формируя у ^{18}O , ^{19}F , ^{23}Na , аномально большие (12–20 МэВ) ширины ГДР.

С ростом массового числа (с изотопов магния) ветвь А ($1d2s \rightarrow 1f2p$) становится доминирующей. Эта ветвь довольно хорошо локализована по энергии и, начиная с ядра ^{27}Al , ширина ГДР, по существу, в значительной степени определяется шириной (5–6 МэВ) этой компактной А-ветви. Б-ветвь с ростом массового числа трансформируется в распределенный по области 20–40 МэВ затянутый спадающий «хвост» ГДР, мало влияющий на его ширину.

Наиболее явно влияние конфигурационного расщепления на ширину ГДР проявляется у самосопряженного ядра ^{24}Mg , у которого отсутствует изоспиновое расщепление. У этого ядра А- и Б-ветви ГДР сравнимы по величине, причем Б-ветвь, несмотря на большой разброс по энергии, имеет достаточно хорошо выраженный максимум при 25 МэВ (ветвь А локализована в узком (≈ 5 МэВ) расщепленном резонансе в районе 20 МэВ). «Складываясь», обе эти ветви дают необычно широкое ($\Gamma = 8\text{--}9$ МэВ) для самосопряженного ядра сечение фотопоглощения.

Аналогами изотопических триад углерода и кислорода у ядер $1d2s$ -оболочки являются изотопы магния (^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg) и кремния (^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si). Характер изменения их сечений фотопоглощения с ростом числа нейтронов в своих основных чертах тот же, что и у $^{12,13,14}\text{C}$ и $^{16,17,18}\text{O}$. По мере роста нейтронного избытка в триадах магния и кремния сечение в области ниже 18 МэВ возрастает по сравнению с сечением для самосопряженных оснований этих триад (^{24}Mg и ^{28}Si), и в целом ГДР «расплывается», становясь более широким. Таким образом, на конфигурационное расщепление ГДР накладывается его изоспиновое расщепление. Отметим, что увеличение сечения фотопоглощения в низкоэнергичной области для несамосопряженных ядер всех изоспиновых триад обусловлено только Е1-переходами с меньшим изоспином ($I = I_0$) и происходит за счет конфигурационной ветви А гигантского резонанса. Таким образом, изоспиновое расщепление ГДР в данном случае проявляет себя как часть конфигурационного.

У ядер $1f2p$ -оболочки (изотопы кальция, титана, никеля, меди, а также ядро ^{52}Cr) основным фактором формирования ширины ГДР является разброс по энергии Е1-переходов из одной (внешней) оболочки. Его величина 7–8 МэВ. Изоспиновое расщепление добавляет к этому значению от 1 до 4 МэВ в зависимости от величины изоспина ядра. Влияние конфигурационного расщепления на формирование ГДР ядер этой области ослабевает, хотя его присутствие прослеживается вплоть до изотопов никеля [65].

2.3.3. Влияние на характеристики ГДР несамосопряженного нуклона

Информативность приведенных в систематике сечений фотопоглощения хорошо демонстрирует пара ядер, отличающихся лишь одним нуклоном — ^{28}Si и ^{27}Al (рис. 5). Минимальное изменение нуклонного состава ядра привело к существенному изменению ширины и структуры такого высокоэнергичного возбуждения, как ГДР. Ширина ГДР при переходе от ^{28}Si к ^{27}Al возросла с 5 до 9 МэВ. Кроме того, отчетливая структура из четырех резонансов в сечении фотопоглощения ^{28}Si в районе максимума ГДР полностью отсутствует у ^{27}Al . Эту трансформацию нельзя приписать различиям в условиях экспериментов, в которых обсуждаемые сечения получены. Оба сечения измерены на одной и той же установке с одним и тем же энергетическим разрешением в одной и той же экспериментальной сессии, т. е. в максимально идентичных условиях [12]. Поэтому отмеченные отличия в характере сечений целиком определяются различиями в механизме фотоядерной реакции у сравниваемых ядер.

Четыре резонанса в районе максимума сечения фотопоглощения ядра ^{28}Si — это так называемые резонансы промежуточной структуры ГДР. Они возникают на самой быстрой (полупрямой) стадии его распада, когда нуклон, перешедший в результате поглощения ядром $E1$ -фотона на более высокую оболочку, затем вылетает из ядра, оставляя в нем «дырку» на месте своего первоначального пребывания. Различные резонансы отвечают различным распавшимся частично-дырочным конфигурациям, формирующим ГДР, т. е. конфигурациям типа $1p1h$ (p — particle, h — hole). С полупрямой стадией распада ГДР конкурирует стадия перехода $1p1h$ -возбуждений, являющихся входными состояниями ГДР, к возбуждениям более сложного типа $1p1h \rightarrow 2p2h$, когда энергия первоначального частично-дырочного состояния делится между двумя частично-дырочными парами. Возможны и следующие стадии усложнения частично-дырочных конфигураций. Вероятность стадии $1p1h \rightarrow 2p2h$ прямо пропорциональна плотности допустимых $2p2h$ -конфигураций. Таким образом, уменьшению вероятности полупрямой стадии распада ГДР отвечает рост плотности возможных $2p2h$ -состояний.

Эксперименты, выполненные в НИИЯФ МГУ и приведшие к открытию конфигурационного расщепления [62, 64], позволили определить вероятность полупрямого распада ГДР ядер $1d2s$ -оболочки (с A от 16 до 40). Было установлено, что вероятность полупрямого распада ГДР у нечетного ядра ^{27}Al в 1.5–2 раза ниже, чем у четно-четного ядра ^{28}Si , т. е. примерно в такое же число раз у ядра ^{27}Al плотность доступных $2p2h$ -состояний выше, чем у ядра ^{28}Si , что в значительной степени связано с наличием у ^{27}Al неспаренного протона. Этот более плотный фон заселяемых при распаде ГДР $2p2h$ -конечных состояний неизбежно приводит к заглаживанию промежуточной структуры сечений фотопоглощения ядра ^{27}Al и увеличению ширины его ГДР. Дополнительным фактором исчезновения промежуточной структуры и увеличения ширины сечения фотопоглощения ядра ^{27}Al является изоспиновое расщепление ГДР, которое отсутствует у ^{28}Si . У ^{27}Al существуют, в отличие от ^{28}Si , две изоспиновые ветви ГДР с $I = I_0 = 1/2$ и $I = I_0 + 1 = 3/2$, что по меньшей мере вдвое увеличивает число входных дипольных состояний, которые, перекрываясь, также способствуют исчезновению структуры в сечениях фотопоглощения.

Отметим, что сечение фотопоглощения ядра ^{27}Al практически идентично аналогичному сечению ядра ^{29}Si (рис. 5). Оба сечения имеют одинаковую сглаженную форму без явных элементов структуры с совпадающими энергиями максимумов ГДР, величинами сечений и их ширинами. Этому можно дать следующее объяснение. Поскольку ядро ^{29}Si , как и ^{27}Al , является нечетным, т. е., как и последнее, отличается от ^{28}Si наличием неспаренного нуклона (в данном случае нейтрона) и имеет тот же изоспин, то изложенные выше факторы, определяющие различие в сечениях фотопоглощения ^{28}Si и ^{27}Al , остаются справедливыми и для пары ^{28}Si и ^{29}Si .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описываются и интерпретируются свойства гигантского дипольного резонанса (ГДР) легких атомных ядер на основе анализа систематики сечений фотопоглощения ядер с числом нуклонов 12–65, созданной по имеющимся в научной литературе экспериментальным данным о различных фотоядерных реакциях. Приведенные в систематике сечения простираются до 40 МэВ, перекрывая практически всю область ГДР легких ядер. Используя эти сечения, для изотопов от углерода до никеля определены такие параметры ГДР, как положение его максимума, ширина и интегральное сечение. Представленные сечения весьма «чувствительны» к нуклонному составу ядра. В них отчетливо проявляется влияние на характеристики ГДР оболочечной структуры ядра (конфигурационное расщепление ГДР), квантового числа изоспина (изоспиновое расщепление ГДР) и наличия неспаренного нуклона. Для претендующих на адекватное описание ГДР теоретических расчетов сравнение с сечениями фотопоглощения, приведенными в данной систематике, является необходимым тестом их справедливости. Примером такой успешной проверки являются расчеты ГДР ядер ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S , выполненные в работах [66–68].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А. Б. // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
2. Vander Woude A. // Progr. Part. Nucl. Phys. 1987. **18**. P. 217.
3. Данос М., Ишханов Б. С., Эрамжян Р. А., Юдин Н. П. // УФН. 1995. **165**. С. 1345.
4. Ишханов Б. С., Орлин В. Н. // ЭЧАЯ. 2007. **38**. С. 460.
5. Dietrich S. S., Berman B. L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. **38**. P. 199.
6. Russia Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data database «Nuclear Reaction Database (EXFOR)».
7. Varlamov A. V., Varlamov V. V., Rudenko D. S., Stepanov M. E. // Atlas of giant dipole resonances. Parameters and graphs of photonuclear reaction cross sections. IAEA NDS. Vienna. Austria. 1999.
8. USA National Nuclear Data Center database «CSISRS and EXFOR Nuclear Reaction Experimental Data».
9. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Лилеева Е. И. и др. // Сечения поглощения фотонов атомными ядрами с числом нуклонов 12–65. Препринт № 2002-27/711. М.: НИИЯФ МГУ, 2002.
10. Eramzhyan R. A., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Neudatchin V. G. // Physics Reports. 1986. **136**, N 4–6. P. 229.
11. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Неудачин В. Г. и др. // УФН. 1990. **160**. С. 57.
12. Ahrens J., Borchert H., Czok K. H. et al. // Nucl. Phys. 1975. **A251**. P. 479.
13. Zubanov D., Sutton R. A., Thompson M. N., Jury J. W. // Phys. Rev. 1983. **C27**. P. 1957.
14. Jury J. W., Berman B. L., Faul D. D. et al. // Phys. Rev. 1979. **C19**. P. 1684.
15. McLean D. J., Thompson M. N., Zubanov D. et al. // Phys. Rev. 1991. **C44**. P. 1137.
16. Pywell R. E., Berman B. L., Woodworth J. G. et al. // Phys. Rev. 1985. **C32**. P. 384.
17. Fuller E. G. // Phys. Rep. 1985. **127**, N 3. P. 185.
18. Bezic N., Brajnik D., Jamnik D., Kernel G. // Nucl. Phys. 1969. **A128**. P. 426.

19. Денисов В.П., Кульчицкий Л.А., Чубуков И.Я. // Ядерная физика. 1971. **14**. С. 889.
20. Bates A.D., Rassoool R.P., Milne E.A. et al. // Phys. Rev. 1989. **C40**. P. 506.
21. McNeill K.G., Bates A.D., Rassoool R.P. et al. // Phys. Rev. 1988. **C37**. P. 1403.
22. Zubanov D., Thompson M.N., Berman B.L. et al. // Phys. Rev. 1992. **C45**. P. 174.
23. Jury J.W., Berman B.L., Faul D.D. et al. // Phys. Rev. 1980. **C21**. P. 503.
24. Woodworth J.G., McNeill K.G., Jury J.W. et al. // Phys. Rev. 1979. **C19**. P. 1667.
25. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведун В.И. и др. // Ядерная физика. 1981. **33**. С. 581.
26. Veysiere A., Beil H., Bergere R. et al. // Nucl. Phys. 1974. **A227**. P. 513.
27. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Ядерная физика. 1979. **30**. С. 1185.
28. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin E.V. et al. // Nucl. Phys. 1972. **A186**. P. 438.
29. Sutton R.A., Thompson M.N., Hirooka M. et al. // Nucl. Phys. 1986. **A452**. P. 41.
30. Alvarez R.A., Berman B.L., Lasher D.R. et al. // Phys. Rev. 1971. **C4**. P. 1673.
31. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Orlin V.N. et al. // Nucl. Phys. 1979. **A313**. P. 317.
32. Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L. et al. // Phys. Rev. 1971. **C4**. P. 149.
33. Kean P.G. // M. Sc. thesis, University of Melbourne, 1982.
34. Rywell R.E., Berman B.L., Woodworth J.G. et al. // Phys. Rev. 1983. **C27**. P. 960.
35. Odgers G. // M. Sc. thesis, University of Melbourne, 1984.
36. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Ядерная физика. 1978. **28**. С. 590.
37. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. // Ядерная физика. 1968. **7**. С. 1168.
38. Assafiri Y.I., Thompson M.N. // Nucl. Phys. 1986. **A460**. P. 455.
39. Assafiri Y.I., Egan G.F., Thompson M.N. // Nucl. Phys. 1984. **A413**. P. 416.
40. Sutton R.A., Allen P.D., Thompson M.N., Muirhead E.G. // University of Melbourne, preprint UM-P-82/74.
41. Thompson M.N., Shoda K., Sugawara M., et al. // Res. Report of lab. Nucl. Sci. Tohoku University. 1975. **8**. P. 266.
42. Assafiri Y.I., Thompson M.N. // Nucl. Phys. 1981. **A357**. P. 429.
43. Oikawa S., Shoda K. // Nucl. Phys. 1977. **A277**. P. 301.
44. Harty P.D., Thompson M.N. // Austral. J. Phys. 1981. **34**. P. 505.
45. O'Keefe G.J., Thompson M.N., Assafiri Y.I. et al. // Nucl. Phys. 1987. **A469**. P. 239.
46. Rywell R.E., Thompson M.N. // Nucl. Phys. 1979. **A318**. P. 461.
47. Weise J. et al. // Research Report of Lab. of Nucl. Sci. Tohoku Uni. 1978. **11**. P. 43.
48. Sutton R., Thompson M.N., Sugawara M. et al. // Nucl. Phys. 1980. **A339**. P. 125.
49. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. и др. // Ядерная физика. 1970. **11**. С. 485.
50. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1969. **33**. С. 1736.
51. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Ядерная физика. 1970. **11**. С. 252.
52. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Письма ЖЭТФ. 1968. **8**. С. 76.
53. Tanaka T., Hirooka M., Tsubota H., Sugawara M. // Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. Tohoku Univ. 1981. **14**. P. 137.
54. Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R. // Phys. Rev. 1964. **133**. P. B1149.
55. Levinger J.S., Bethe H.A. // Phys. Rev. 1950. **78**. P. 115.
56. Steinwedel H., Jensen J.H.D. // Zs. Naturforsch. 1950. **5a**. P. 413.
57. Danos M. // Nucl. Phys. 1958. **5**. P. 23.
58. Браун Дж. Единая теория ядерных моделей и сил. М.: Атомиздат, 1970.
59. Миздал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
60. Fallieros S., Goulard B. // Nucl. Phys. 1970. **A147**. P. 593.
61. Akyüz R. Ö., Fallieros S. // Phys. Rev. Lett. 1971. **27**. P. 1016.
62. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. М.: Университетская книга, 2008.
63. Ёлкин М.А., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Ядерная физика. 2004. **67**. С. 675.
64. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2015. № 2. С. 3. (Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2015. **70**, N 2. P. 75.)
65. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. // Ядерная физика. 1993. **56**. С. 1.
66. Ишханов Б.С., Канзюба В.Г., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 1984. **40**. С. 9.
67. Богданова Н.А., Гольцов А.Н., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. № 4. С. 16. (Bogdanova N.A., Gol'tsov A.N., Ishkhanov V.S., Orlin V.N. // Moscow Univ. Phys. Bull. 1987. **42**, N 4. P. 16.)
68. Гончарова Н.Г. // Ядерная физика. 2019. **82**. С. 56.

Giant Dipole Resonance of Nuclei with the Number of Nucleons 12–65

I. M. Kapitonov

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

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

The properties of giant dipole resonance (GDR) of a large group of light atomic nuclei are analyzed. The analysis is based on the systematics of photoabsorption cross sections for 31 nuclei with 12 to 65 nucleons, created from experimental data available in the scientific literature. Such effects as configurational and isospin splitting of GDR are clearly manifested in the cross sections included in the systematics. These cross sections are recommended for testing modern theories of GDR.

Keywords: giant dipole resonance, photonuclear reactions.

PACS: 25.20.-x.

Received 07 February 2020.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2020. **75**, No. 3. Pp. 181–191.

Сведения об авторе

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