

## Фотоядерное наследие группы Б. С. Ишханова

И. М. Капитонов<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

(Поступила в редакцию 18.01.2023; после доработки 31.01.2023; принята к публикации 05.02.2023)

Представлен обзор тех фотоядерных исследований, которые были выполнены в НИИЯФ МГУ в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер (ОЭПВАЯ) в 60-летний период (1960–2020 гг.) группой исследователей под руководством Бориса Саркисовича Ишханова.

PACS: 25.20.-x УДК: 539.172.3

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, фотоядерные реакции, спектры, эффективные сечения, ускорители электронов, тормозное гамма-излучение.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.78.2330201

### ВВЕДЕНИЕ

Борис Саркисович Ишханов, благодаря своей энергии, эрудиции и настойчивости, сумел создать работоспособный коллектив исследователей, где каждый занимал место, соответствующее его индивидуальным наклонностям. Этот коллектив, именуемый в данном обзоре группой Б. С. Ишханова, и включавший сотрудников НИИЯФ МГУ, преподавателей, аспирантов и студентов кафедры Общей ядерной физики физического факультета МГУ, возглавляемой Борисом Саркисовичем, выполнил большой объем фотоядерных исследований, внесших существенный вклад в изучение природы высоковозбужденных ядерных состояний. Результаты этих исследований получили мировое признание.

Группа Б. С. Ишханова — это коллектив исследователей разного уровня настолько большой, что полностью воспроизвести его довольно трудно, учитывая, что Борис Саркисович сотрудничал со многими исследователями из других организаций (не из МГУ). Поэтому приводимый ниже список заведомо неполон. Этот список таков: доктора физ.-мат. наук Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. В. Варламов, В. И. Мокеев, В. И. Шведунов, Н. Г. Гончарова, В. Н. Орлин, А. П. Черняев, И. Н. Бобшин; канд. физ.-мат. наук И. М. Пискарев, Б. И. Горячев, Б. А. Юрьев, О. П. Шевченко, Е. В. Лазутин, А. В. Шумаков, В. Г. Канзюба, А. С. Чепурнов, А. С. Алимов, А. С. Габелко, И. А. Тутынь, Е. В. Широков, М. Е. Степанов, И. В. Макаренко, А. А. Кузнецов, К. А. Стопани; сотрудники Э. Н. Корниенко, Ж. М. Селиверстова, В. С. Сопов, В. В. Сургутанов, С. С. Бельшев и другие, включая ещё около тридцати кандидатов физ.-мат. наук, выполнивших свои исследования в группе, возглавляемой Б. С. Ишхановым.

### 1. НАЧАЛО. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ФОТОПРОТОНОВ И ФОТОПРОТОННЫЕ СЕЧЕНИЯ

Эксперименты выполнялись начиная с 1959 г. на тормозном гамма-пучке от установленного в НИИЯФ МГУ ускорителя электронов бетатрона с максимальной энергией ускоренных электронов 35 МэВ. Их первое время возглавлял профессор В. Г. Шевченко, бывший научным руководителем аспиранта Б. С. Ишханова. Энергии гамма-квантов от этого ускорителя позволяли исследовать процесс взаимодействия фотонов с атомными ядрами практически во всей области энергий, в которых располагался гигантский дипольный резонанс, — фундаментальное коллективное возбуждения атомных ядер, предсказанное в 1945 г. советским теоретиком А. Б. Мигдалом и впервые наблюдавшееся в экспериментах в 1947–48 гг.

Исследования гигантского резонанса оказали огромное влияние на формирование современных представлений о динамике ядра. Можно без всякого преувеличения сказать, что формирование гигантского резонанса, а также ядерных гигантских резонансов другой природы, их свойства и роль в различных ядерных процессах были тем центральным пунктом, вокруг которого на протяжении почти полувека шли основные дискуссии в ядерной физике. В экспериментальное исследование гигантского резонанса включились ядерные лаборатории наиболее развитых стран, а в его интерпретации участвовали самые авторитетные теоретики-ядерщики.

В процессе возбуждения гигантского резонанса нейтроны внутри ядра двигаются относительно протонов, генерируя электрические дипольные (E1) колебания с энергиями, превышающими 10 МэВ. Масштаб этого универсального ядерного явления на шкале ядерных и нуклонных энергий возбуждения схематически показан на рис. 1. Гигантский дипольный резонанс является наиболее

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

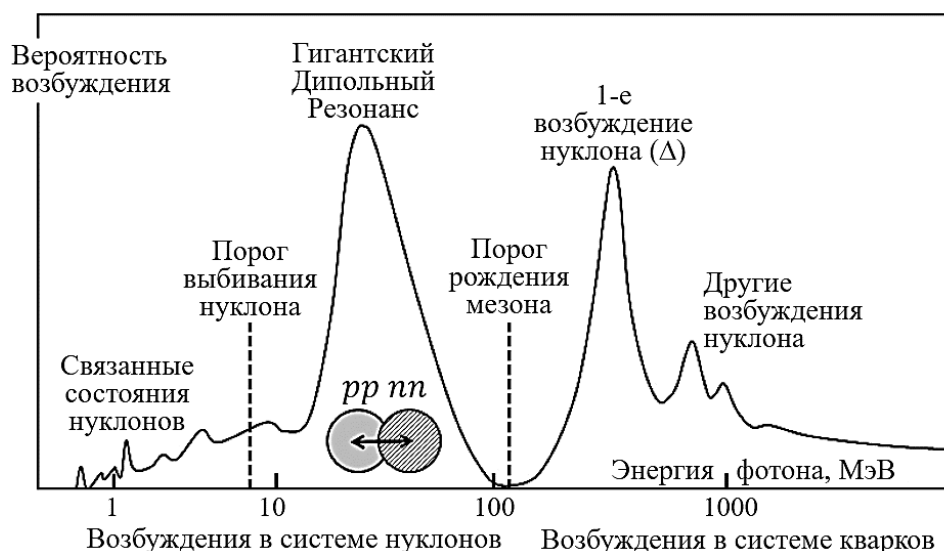


Рис. 1. Схематическая зависимость вероятности поглощения фотонов атомными ядрами и свободными нуклонами от энергии фотонов

сильной реакцией атомных ядер на электромагнитное излучение. Он доминирует в области энергий 10–40 МэВ.

Первый этап фотоядерных исследований, выполненных группой Б. С. Ишханова, включал измерение энергетических спектров и угловых распределений фотопротонов при различных верхних границах  $E_{\gamma}^{max}$  спектра тормозного гамма-излучения бетатрона и сечений фотопротонных, т.е.  $(\gamma, p)$ -реакций. К началу этих исследований наблюдался острый дефицит данных по фотоядерным реакциям с вылетом заряженных частиц, и прежде всего протонов, которые, наряду с нейтронами, были теми частицами, что преимущественно испускались ядрами при распаде гигантского резонанса. На начальном этапе этих исследований для измерения спектров фотопротонов и их угловых распределений использовалась методика ядерных фотоэмульсий. На рис. 2 показаны эти спектры для ядра  ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ , измеренные группой Б. С. Ишханова при  $E_{\gamma}^{max} = 23$  и 34 МэВ.

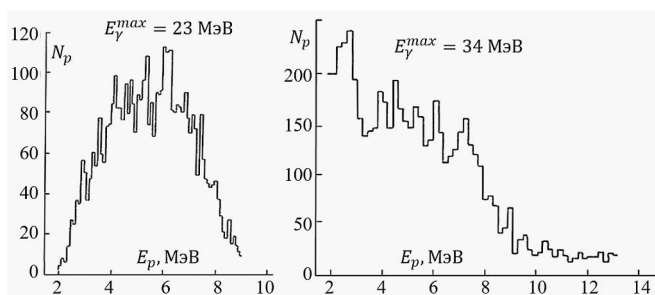


Рис. 2. Энергетические спектры фотопротонов из ядра  ${}^{24}\text{Mg}$ , полученные методом ядерных эмульсий при  $E_{\gamma}^{max} = 23$  и 34 МэВ [1]

Наблюдается резкое изменение формы спектра при увеличении верхней границы тормозного излу-

чения. Спектр, измеренный при  $E_{\gamma}^{max} = 34$  МэВ, содержит, по сравнению со спектром, измеренным при  $E_{\gamma}^{max} = 23$  МэВ, большое число относительно «мягких» протонов с энергиями 1–5 МэВ. Это означает, что ядра  ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ , поглощая фотоны с энергиями выше 23 МэВ, после испускания протонов превращаются преимущественно в конечные ядра  ${}^{23}_{11}\text{Na}$  в состояниях с довольно высокой энергией возбуждения (10–15 МэВ), что возможно лишь при выбивании фотоном протонов из глубокой заполненной  $1p$ -оболочки ядра-мишени ( ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ ). Этот эффект — непосредственное следствие так называемого «конфигурационного расщепления» гигантского дипольного резонанса легких ядер, о котором будет сказано ниже.

Измерение энергетических спектров фотопротонов позволило существенно прояснить и механизм фотоядерной реакции в районе гигантского резонанса. Как известно, существуют два полярных механизма вылета из возбужденного ядра нуклона: испарительный, формирующий в основном низкоэнергичную часть спектра, и прямой (более правильно называть этот последний механизм *полупрямым*), ответственный за вылет из ядра нуклонов с наибольшей возможной энергией. Нуклонный спектр, формируемый испарительными нуклонами, может быть довольно легко рассчитан. Оказалось, что высокоэнергичный участок спектров фотопротонов, измеренных группой Б. С. Ишханова, содержал значительно больше протонов, чем предсказывал испарительный механизм эмиссии нуклонов из ядра. Стало очевидным, что в его формировании участвуют полупрямые фотопротоны.

После получения методом ядерных эмульсий первых данных о спектрах фотопротонов и их угловых распределений встал вопрос о постановке экспериментов по измерению кривых выхода фотопротонных реакций, из которых рассчитываются эффек-

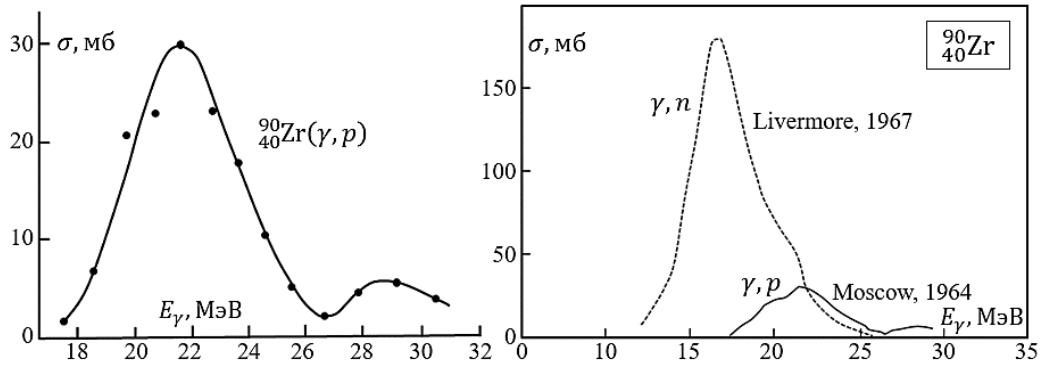


Рис. 3. Слева — фотопротонное сечение для ядра  $^{90}\text{Zr}$ , измеренное группой Б. С. Ишханова [4]. Справа — сравнение этого сечения (сплошная линия) с фотонейтронным сечением на этом ядре (пунктир) [7]

тивные сечения этих реакций. Необходимо было выбрать способ надежной регистрации фотопротонов в сложных фоновых условиях, характерных для экспериментов с тормозным излучением. Фон состоит в основном из электронов и позитронов, образующихся в мишени вследствие фотоэффекта, комптон-эффекта и процесса образования пар. Вероятность возникновения в мишени фонового излучения на несколько порядков превышает вероятность образования фотопротонов. Энергетическое распределение фоновых частиц непрерывно, причем их число быстро возрастает с уменьшением энергии.

Использование детекторов с тонкими чувствительными слоями позволяет за счёт амплитудной дискриминации отделить фотопротоны от электронов и позитронов с энергиями больше 1 МэВ (детекторы должны регистрировать протоны в диапазоне энергий примерно от 1 до 15–20 МэВ). В первых экспериментах (до появления тонких полупроводниковых детекторов) использовались достаточно тонкие (1 мм) сцинтилляционные кристаллы CsI(Tl), позволявшие измерять энергию протонов до  $\approx 15$  МэВ, тогда как в случае электронов и позитронов в них укладывается лишь эффективный пробег частиц с энергией  $\approx 0.8$  МэВ. Позже вместо кристаллов CsI(Tl) применялись тонкие (300 мкм) поверхностно-барьерные кремниевые полупроводниковые детекторы, имевшие к тому же достаточно малые разрешающие времена ( $\approx 10^{-8}$  с). Электроны (позитроны) с энергией 1 МэВ оставляли в таких детекторах энергию около 100 кэВ, в то время как фотопротоны в тех же условиях оставляли энергии не менее 1 МэВ. Использование детекторов с тонкими чувствительными слоями автоматически снимало проблему идентификации протонов, поскольку для подавляющего числа ядер выходом заряженных частиц другого типа ( $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$ ) можно пренебречь.

На рис. 3. слева показано фотопротонное сечение, измеренное группой Б. С. Ишханова для ядра  $^{90}\text{Zr}$ .

Блок-схема установки, на которой проводились измерения выходов фотопротонов, служивших основой для вычисления их сечений, показана на рис. 4. Измерения выходов фотопротонных, а в

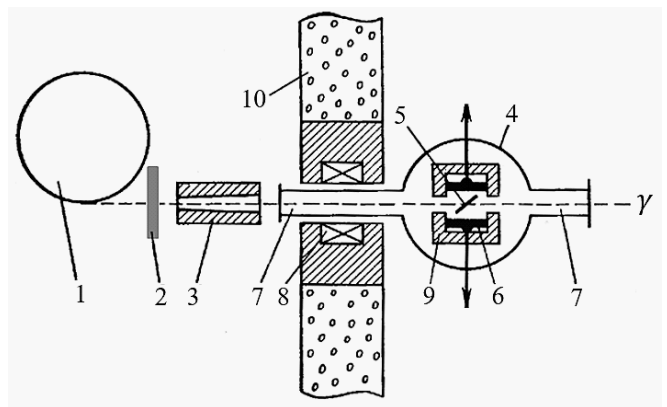


Рис. 4. Схема установки НИИЯФ МГУ для измерения выхода фотопротонов: 1 — бетатрон, 2 — ионизационная камера-монитор, 3 — свинцовый коллиматор, 4 — вакуумная камера, 5 — фотоядерная мишень, 6 — детекторы фотопротонов, 7 — входной и выходной патрубки, 8 — очистительный магнит, 9 — свинцовые экраны, 10 — защитная стена из свинца и бетона толщиной 1 м

дальнейшем и фотонейтронных реакций, проводились в так называемом многоканальном режиме, когда осуществлялось быстрое сканирование верхней границы тормозного гамма-излучения (рис. 5). В этом режиме верхняя граница тормозного излучения  $E_{\gamma}^{max}$  менялась (переключалась) с частотой 50 Гц, многократно пробегая весь диапазон  $E_{\gamma}^{max}$ , что нивелировало влияние дрейфа параметров регистрирующей аппаратуры на точность измерения выходов реакций и извлекаемых из этих кривых эффективных сечений реакций.

Результаты этих первых фотопротонных экспериментов, выполненных группой Б. С. Ишханова, изложены в работах [2–6].

К 1968 г. группой Б. С. Ишханова были измерены фотопротонные сечения ядер  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ .

Весьма существенным результатом измерений фотопротонных сечений, выполненных группой Б. С. Ишханова, было обнаружение того, что в массивных ядрах максимумы фотопротонных сечений

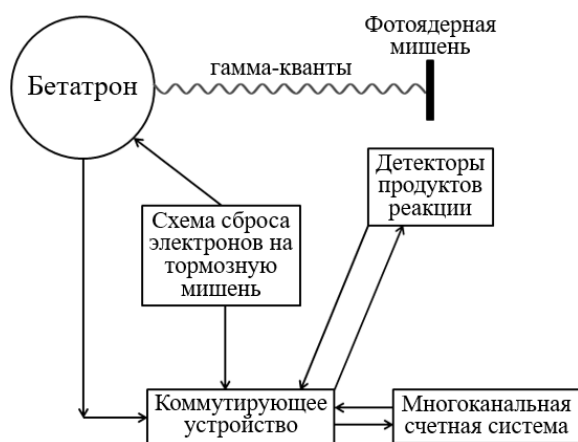


Рис. 5. Блок-схема установки для измерения выхода фотоядерной реакции многоканальным методом

существенно (на несколько мегаэлектронвольт) смещены к более высоким энергиям по сравнению с максимумами фотонейтронных сечений. Это явилось, по существу, первым серьёзным указанием на изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса (расщепление по энергии фотоядерных сечений, отвечающих электрическим дипольным возбуждениям с различным изоспином). Так, максимум измеренного в НИИЯФ МГУ фотопротонного сечения для ядра  $^{90}\text{Zr}$  (рис. 3, слева) оказался сдвинутым вверх по энергии на 5 МэВ относительно максимума фотонейтронного сечения, измеренного на этом ядре в Ливерморе (США) (см. рис. 3, справа, пунктир).

Изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса оказывает весьма существенное влияние на его характеристики. В частности, оно объясняет упомянутый выше сдвиг фотопротонных сечений вверх по энергии относительно фотонейтронных. Соответствующая систематика экспериментальных данных представлена на рис. 6.

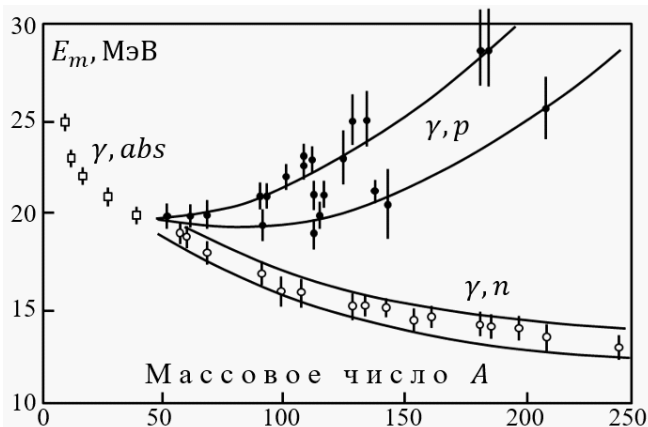


Рис. 6. Энергии максимумов сечений фотопротонной (тёмные точки) и фотонейтронной (светлые точки) реакций в зависимости от  $A$ . При  $A < 50$  максимумы этих сечений практически совпадают

## 2. ФОТОНЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ. ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

Начиная с 1967 г. группа Б. С. Ишханова приступила к исследованию сечений фотонейтронных реакций. В результате фотоядерных реакций образуются быстрые нейтроны с энергиями от 0.5 до 10–20 МэВ (их средняя энергия несколько МэВ). Непосредственная регистрация таких нейтронов — трудная задача в силу того, что их приходится выделять из интенсивного фона  $\gamma$ -квантов и заряженных частиц (электронов, позитронов, протонов и др.), которые производят заметную ионизацию в чувствительном объёме любого детектора в момент прохождения импульса  $\gamma$ -излучения. Кроме того, эффективные сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами детектора невелики. Был использован метод, в котором быстрые фотонейтроны, вылетающие из исследуемого образца, замедляются до тепловых энергий и их регистрация осуществляется после окончания импульсов  $\gamma$ -излучения от ускорителя в промежутках между этими импульсами. Возможность разделения моментов прохождения  $\gamma$ -излучения через исследуемую мишень и регистрации нейтронов основана на том, что время жизни теплового нейтрона в замедлителе значительно больше длительности импульса  $\gamma$ -излучения от электронных ускорителей. Так, для нейтрона с энергией 2 МэВ при использовании в качестве замедлителя обыкновенной воды или парафина время замедления  $\approx 10$  мкс, а время жизни  $\approx 200$  мкс. В то же время длительность импульса  $\gamma$ -излучения от электронных ускорителей обычно не более 3 мкс.

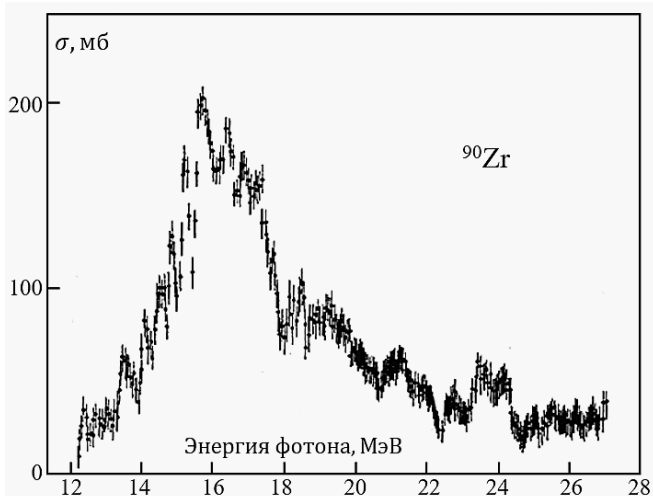


Рис. 7. Фотонейтронное сечение на ядре  $^{90}\text{Zr}$ , полученное в НИИЯФ МГУ с помощью 512-канальной системы сканирования верхней границы тормозного излучения [8]

Нейтронный детектор был изготовлен в виде заполненного замедлителем (парафином) бака боль-

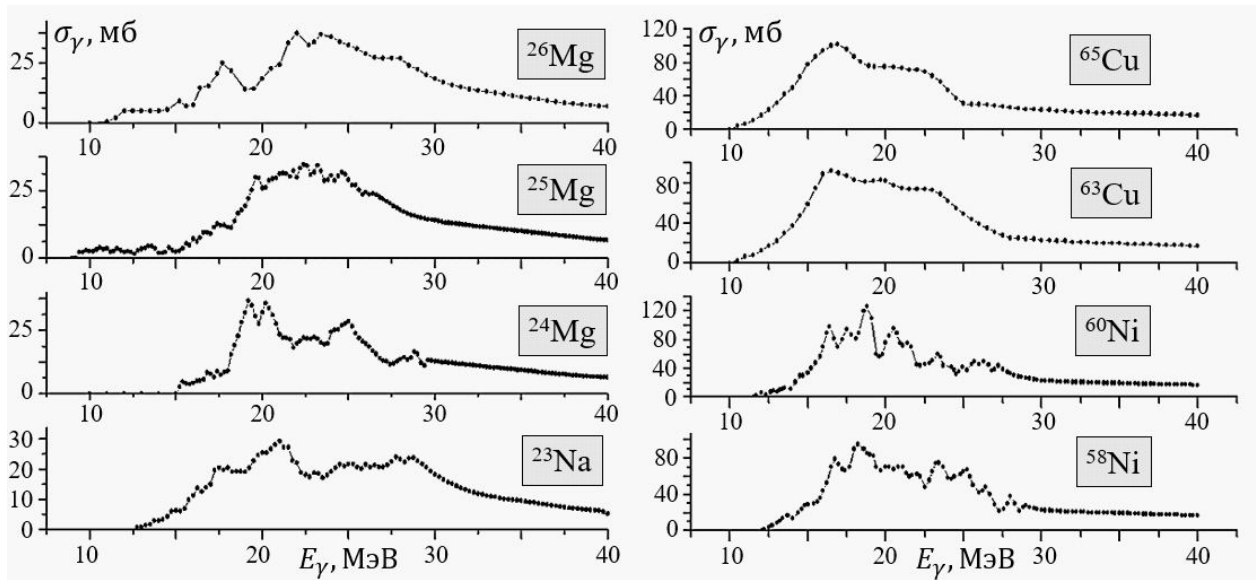


Рис. 8. Гигантские дипольные резонансы некоторых ядер, полученные суммированием фотонейтронных и фотопротонных сечений [9]

шого объёма, имевшего цилиндрическую форму. Его длина была 110 см, а диаметр — 70 см. Его ось симметрии совпадала с направлением движения тормозных фотонов от бетатрона. Внутри детектора имелся сквозной канал для прохождения  $\gamma$ -пучка и размещения исследуемой мишени. Быстрые нейтроны, вылетающие из мишени в момент прохождения  $\gamma$ -излучения, замедлялись до тепловых скоростей и затем диффундировали в разные стороны. Их регистрация осуществлялась восемьюдесятью пропорциональными счётчиками, имевшими форму узких и длинных (106 см) трубок, заполненных газом  $\text{BF}_3$  и размещёнными параллельно  $\gamma$ -пучку внутри замедлителя несколькими концентрическими кольцами. Диаметр первого кольца был равен 15 см, последнего — 55 см. Бор был обогащён изотопом  $^{10}\text{B}$ . Возникающие в результате реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$   $\alpha$ -частицы и ядра отдачи ионизировали газ пропорционального счётчика, приводя к появлению импульса на его выходе. Детектор имел рекордную эффективность регистрации  $\approx 45\%$ .

При измерении выходов фотонейтронных реакций использовалась 512-канальная система сканирования верхней границы тормозного излучения. Энергия бетатрона переключалась в каждом цикле ускорения от минимальной энергии до максимальной. После достижения максимальной энергии процесс повторялся. Вся кривая выхода, содержащая информацию о 512 значениях верхней границы тормозного излучения, измерялась примерно за 10 с. При этом нестабильность регистрирующей аппаратуры, по существу, не влияла на результат, так как порог её чувствительности за 10 с практически не изменялся. Набор статистики мог продолжаться много дней.

Применение такой сканирующей системы в со-

вокупности с использованием высокоэффективного нейтронного детектора обеспечило получение высокой относительной точности измерения каждой точки кривой фотонейтронного выхода. Это позволило исследовать структуру сечений, что было невозможно при обычном независимом измерении выхода для каждого значения верхней границы тормозного излучения. Впервые были получены надёжные данные о промежуточной структуре гигантского дипольного резонанса средних ядер. На рис. 7 в качестве примера приведено сечение фотонейтронной реакции для ядра  $^{90}\text{Zr}$ .

С помощью вышеописанной методики группа Б. С. Ишханова в период 1967–1974 гг. измерила сечения фотонейтронных реакций большой группы легких, средних и тяжелых ядер:  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{68}\text{Zn}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Данные этих фотонейтронных экспериментов позволили группе Б. С. Ишханова суммированием полученных фотонейтронных сечений с фотопротонными создать систематику сечений фотопоглощения в области гигантского дипольного резонанса для ядер  $^{12,13,14}\text{C}$ ,  $^{14,15}\text{N}$ ,  $^{15,16,17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24,25,26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28,29,30}\text{Si}$ ,  $^{32,34}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{46,48}\text{Ti}$ ,  $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$  и увидеть такие тонкие эффекты, как изменение формы этого резонанса при изменении нуклонного состава ядер всего на 1–2 нуклона [9]. Примеры даны на рис. 8.

На базе этой систематики были уточнены глобальные параметры гигантского резонанса, такие как проинтегрированные по энергии  $\gamma$ -квантов до 40 МэВ (интегральные) сечения поглощения  $\sigma_\gamma^{int}$  электрических дипольных фотонов легкими и средними атомными ядрами и энергии максимумов их гигантских резонансов. Эти сведения приведены на рис. 9.

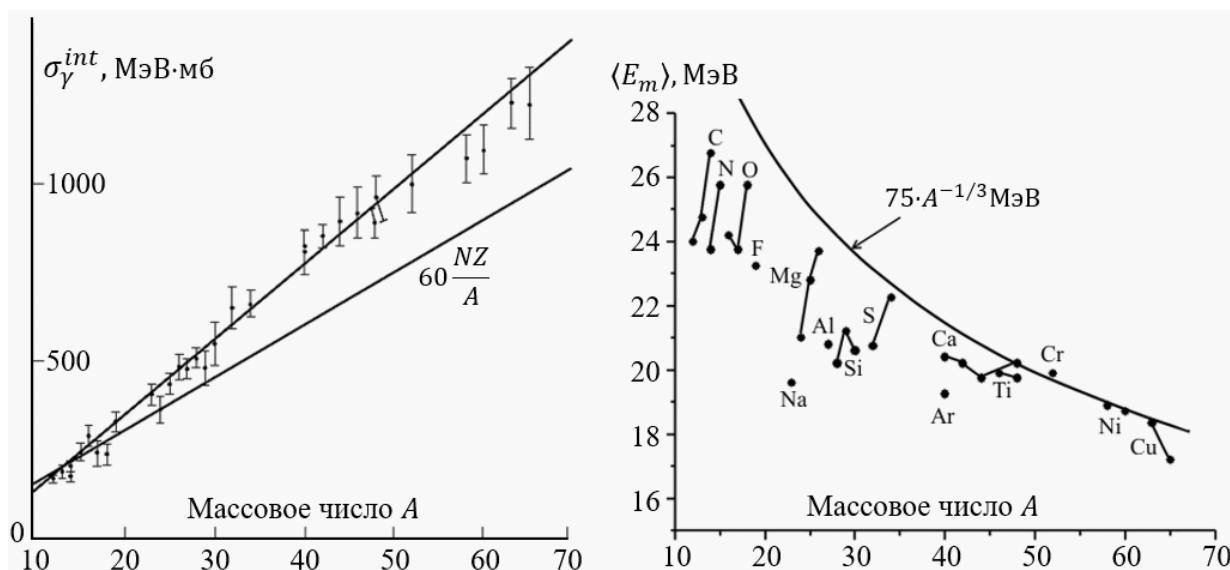


Рис. 9. Слева — интегральные сечения фотопоглощения ядер с  $A = 12 - 65$  в сравнении с классическим дипольным правилом сумм ( $60NZ/A$  МэВ·мб). Справа — энергии максимумов гигантского дипольного резонанса этих ядер. Линия  $75 \cdot A^{-1/3}$  МэВ — предсказание коллективной (гидродинамической) модели

Ожидаемое теоретическое значение  $\sigma_\gamma^{int}$  дается электрическим дипольным правилом сумм [10]:

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

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

Рис. 9 демонстрирует предсказываемое всеми ядерными моделями уменьшение энергии максимума  $E_m$  гигантского резонанса с ростом числа  $A$  нуклонов в ядре. Вместе с тем для ядер легче изотопов кальция коллективная ядерная модель, предсказывающая зависимость  $E_m \approx 75 \cdot A^{-1/3}$  МэВ, дает завышенное значение  $E_m$ . И это различие растет с уменьшением  $A$ , достигая для изотопов углерода 30–40%. Также виден эффект зависимости  $E_m$  от числа нейтронов в изотопах одного элемента.

### 3. ЦЕНТР ДАННЫХ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для систематизации и анализа большого объёма экспериментальной информации о фотоядерных реакциях (до 100 публикаций ежегодно) и учитывая высокий авторитет группы Б.С. Ишханова в НИИЯФ МГУ под эгидой Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) в 1978 г. был создан Центр данных фотоядерных экспери-

ментов (ЦДФЭ) [11]. Этот центр включен в систему международных центров ядерных данных. Он содержит наиболее полную информацию об опубликованных фотоядерных экспериментах, оценивает их надёжность и в ряде случаев корректирует с помощью разработанных критериев. Фотоядерные данные включены также в базы данных EXFOR и ENSDF.

Центр данных фотоядерных экспериментов был оформлен приказом по НИИЯФ МГУ № 550 от 2 ноября 1979 г. Он был создан на базе функционировавшей в то время в НИИЯФ МГУ группы анализа ядерных данных, полученных в экспериментах с  $\gamma$ -квантами, в целях повышения эффективности сбора, систематизации и распространения данных о фотоядерных реакциях и упорядочения контактов с организациями и лицами в СССР и за рубежом. Вместе с Центрами ядерных данных ВНИИЭФ (Саров) и ФЭИ (Обнинск) ЦДФЭ является представителем России в Сети Центров данных по ядерным реакциям МАГАТЭ — 14 организаций из 10 стран (Австрия, Венгрия, Индия, Китай, Корея, Россия, США, Украина, Франция, Япония).

Основные задачи ЦДФЭ: включение фотоядерных данных в международную компьютеризованную базу данных по ядерным реакциям МАГАТЭ, обеспечение доступа учёных и организаций Минвуза и Академии наук к современной международной ядерно-физической информации, анализ и совместная оценка экспериментальных данных, получаемых в разных экспериментах. Первым руководителем ЦДФЭ был назначен профессор Б.С. Ишханов. С 1986 г. руководителем ЦДФЭ стал профессор В.В. Варламов. С 1983 по 1991 гг. ЦДФЭ — головная организация системы Центров ядерных данных Минвуза СССР (приказ № 1086 от 19 сентября 1983 г.).

До 2008 г. ЦДФЭ являлся единственной организацией, ответственной за обработку фотоядерных данных в международной базе данных по ядерным реакциям под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжёлых ионов. С 2008 г. ЦДФЭ является ответственным за координацию деятельности по обработке фотоядерных данных всеми участниками Сети Центров ядерных данных МАГАТЭ.

Одной из важнейших задач, решаемых ЦДФЭ, является анализ достоверности фотоядерных данных, полученных в экспериментах разного типа в различных лабораториях. Для этого необходимо было разработать методы объективного анализа достоверности этих данных и способы их корректировки. В ЦДФЭ предложены объективные физические критерии достоверности фотоядерных данных и новый экспериментально-теоретический метод оценки, позволяющие анализировать и учитывать систематические погрешности разных фотоядерных экспериментов. С их использованием в рамках исследовательского контракта (Международного координационного проекта 2016–2019 гг.) МАГАТЭ для более 30 ядер выполнена оценка сечений фотоядерных реакций, которые использованы для обновления и пополнения международной электронной библиотеки фотоядерных данных МАГАТЭ. Прделанная в ЦДФЭ работа по корректировке и оценке фотоядерных данных получила высокую оценку МАГАТЭ и отражена в информационном обзоре [12], опубликованном в журнале Nuclear Data Sheets международным коллективом авторов, в числе которых профессор В. В. Варламов и канд. физ.-мат. наук К. А. Стопани.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РАСШИФРОВКЕ ПРИРОДЫ СОСТОЯНИЙ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Несмотря на большое количество исследований гигантского дипольного резонанса, выполненных в различных мировых фотоядерных центрах к началу 1970-х гг., проблема его детального описания оставалась нерешенной. Так, экспериментально наблюдаемая структура гигантского резонанса не получила удовлетворительного объяснения ни в рамках традиционных микроскопических подходов (частично-дырочной модели оболочек, теории конечных ферми-систем), ни в рамках коллективных моделей. Практически не было сведений о роли нуклонов различных ядерных оболочек в формировании гигантского резонанса ядер, особенно ядер с незаполненной внешней оболочкой. Незученным оставался вопрос о вероятности различных механизмов фотоядерной реакции — быстрого (полупрямого) вылета нуклона из возбужденного ядра, вылета нуклона на стадии установления статистического равновесия в ядре и вылета нуклона на стадии этого равновесия (стадии составного ядра). Кроме того, теория встретила большие

трудности в интерпретации ширины гигантского резонанса и энергетических спектров продуктов его распада. В значительной степени это было связано с необходимостью учета сложных E1-возбуждений, в которые вовлечены 2 и более нуклонов. Трудноёмкость этой задачи, неизвестность ряда важных параметров теории приводили к сильным упрощениям и большому разнообразию методов расчета, результаты которых можно было рассматривать лишь как качественные. Даже для той стадии расчетов, которая рассматривала самую простую форму ядерного возбуждения — с изменением состояния одного нуклона — в большинстве случаев отсутствовал критический анализ, опирающийся на экспериментальные данные.

Сравнение результатов расчетов с большинством накопленных экспериментальных данных по сечениям фотоядерных реакций, энергетическим и угловым распределениям продуктов распада гигантского резонанса уже не могло быть эффективным средством проверки теоретических моделей, поскольку эти данные содержали в неразделенном виде вклады от распада многих состояний гигантского резонанса на большое число уровней конечных ядер. Дальнейший прогресс в экспериментальных исследованиях гигантского резонанса был связан с изучением различных каналов его распада и прежде всего таких, в результате которых происходит заселение отдельных состояний ядер-продуктов (такие каналы называют парциальными). В первую очередь это относится к парциальным нуклонным каналам распада, поскольку вылет нуклонов является основной формой распада гигантского резонанса. Высокая информативность фотоядерных экспериментов, в которых фиксируются отдельные состояния конечных ядер, обусловлена тем, что эти состояния по энергии расположены значительно ниже формирующих гигантский резонанс состояний ядра-мишени. Знание природы низколежащих заселяемых состояний конечного ядра позволяет получить новые сведения о высокорасположенных состояниях гигантского резонанса.

Для понимания сути фотоядерных экспериментов, проведенных группой Б. С. Ипханова, и описанных ниже в этом разделе необходимо кратко коснуться микроскопической картины возбуждения и распада гигантского резонанса (рис. 10). Электромагнитная волна действует на систему зарядов посредством одночастичного (т.е. меняющего характеристики отдельной частицы) оператора. Поэтому с точки зрения ядерной модели оболочек процесс возбуждения ядра фотоном начинается с передачи всей его энергии одному из нуклонов какой-либо подоболочки. Этот нуклон переходит на более высокую одночастичную орбиту. В подоболочке, оставленной нуклоном, образуется вакансия — «дырка» (*hole*), а в подоболочке, куда перешёл нуклон, появляется «частица» (*particle*). Возникает возбужденное состояние типа «одна частица–одна дырка» или кратко  $1p1h$ . Гигантский резонанс возникает как когерентная (коллективизи-

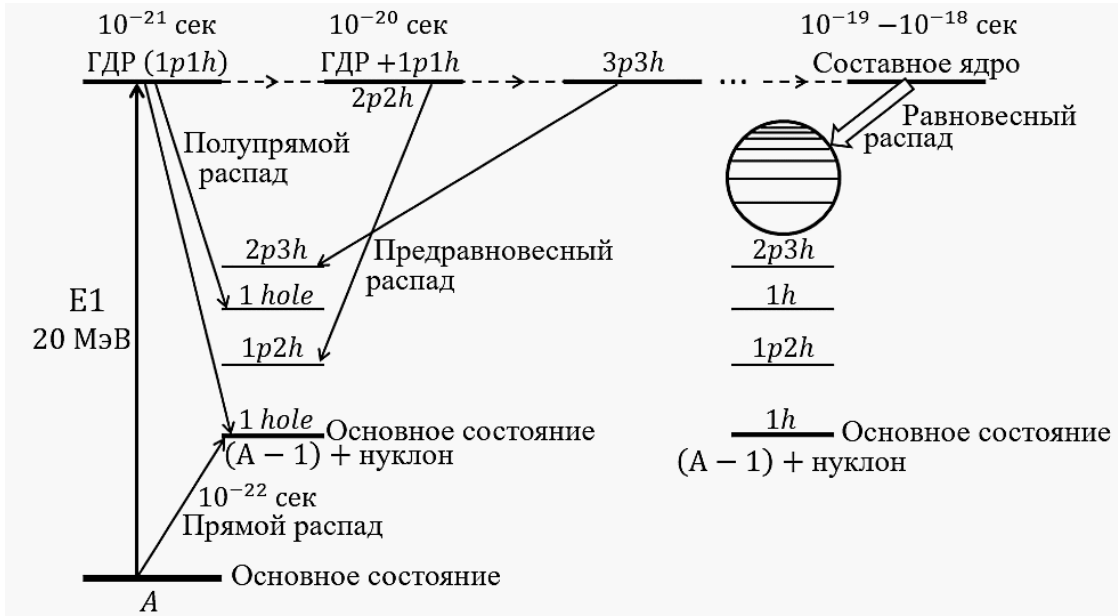


Рис. 10. Диаграмма возбуждения и распада гигантского дипольного резонанса (ГДР)

рованная остаточным взаимодействием между нуклонами) суперпозиция  $1p1h$ -возбуждений. Это квазистационарное состояние является входным для всей дальнейшей цепочки релаксации и распада возбужденного ядра.

Входное состояние (т.е. собственно гигантский резонанс) живёт примерно  $10^{-21}$  с и далее может распадаться двумя конкурирующими способами — либо через эмиссию из ядра нуклона (так называемый «полупрямой» распад), либо посредством передачи части своей энергии (через столкновение возбужденной частицы с каким-нибудь невозбужденным нуклоном) ещё одной частично-дырочной паре (процесс  $1p1h \rightarrow 2p2h$ ). В первом случае ядро остаётся в состоянии с одной дыркой ( $1h$ ). Нуклоны, испускаемые ядром из  $1p1h$ -состояний, называют полупрямыми. Термин «прямые» оставляют за теми нуклонами, которые вылетают из ядра без образования  $1p1h$ -возбуждения за время  $\approx 10^{-23} - 10^{-22}$  с, однако их доля в полном количестве фотонуклонов в области гигантского резонанса незначительна.

Если возбужденное ядро испытало переход  $1p1h \rightarrow 2p2h$ , то далее у него снова есть две возможности — либо испустить нуклон и остаться в состоянии типа «одна частица-две дырки» ( $1p2h$ ), либо передать часть возбуждения третьей частично-дырочной паре ( $2p2h \rightarrow 3p3h$ ). Процесс увеличения числа  $1p1h$ -пар может продолжиться и далее вплоть до стадии установления теплового равновесия (стадии составного ядра). И на каждой промежуточной (предравновесной) стадии он может оборваться выбросом из ядра нуклона. Итак, с точки зрения своей природы (истории) все фотонуклоны можно разбить на три основные группы: полупрямые, предравновесные и равновесные (статистические).

Рис. 10 показывает, как экспериментально можно отделить полупрямой распад гигантского резонанса ядра из  $A$  нуклонов от предравновесного распада и распада на стадии составного ядра. Для этого нужно определить, какие уровни ядра  $A-1$  заселяются при нуклонном распаде гигантского резонанса и, отобрав те из них, которые являются дырочными ( $1h$ ) относительно ядра-мишени, найти вероятность их заселения. Действительно, заселение таких уровней при распаде гигантского резонанса означает, что этот распад произошел на самой ранней (полупрямой) стадии:  $1p1h \rightarrow \text{вылет нуклона} \rightarrow 1h$ . Если же заселялся уровень более сложной природы, то ему предшествовала более поздняя стадия распада гигантского резонанса:  $2p2h, 3p3h, \dots \rightarrow \text{вылет нуклона} \rightarrow 1p2h, 2p3h, \dots$ . Идентификация заселяемой «дырки» в полупрямом распаде однозначно фиксирует также и оболочечную конфигурацию исходного возбужденного состояния.

Для того чтобы определить, какие уровни ядра  $A-1$  заселяются при распаде гигантского резонанса, надо знать энергии нуклонов, вылетающих из ядра  $A$ , при различных верхних границах  $E_{\gamma}^{max}$  тормозного излучения. Если спектры нуклонов измерены с достаточно малым шагом по  $E_{\gamma}^{max}$ , то переходы в различные состояния конечного ядра можно разделить. При этом можно получить энергетическую зависимость отдельных парциальных сечений. Информация об этих сечениях дополняется данными о спектрах  $\gamma'$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер  $A-1$  (см. рис. 11). Необходимость, наряду со спектрометрированием нуклонов, измерять спектры гамма-квантов распада конечных ядер связана с ограниченным энергетическим разрешением фотонуклонных спектров ( $\approx 100$  кэВ для фотопротонов), часто не позволяющим разделить вклады от нескольких близколе-



жащих заселяемых уровней, что затрудняет физическую интерпретацию результатов измерений. В этих случаях используют гамма-спектроскопию, энергетическое разрешение которой достигает единиц килоэлектронвольт. Таким образом, наряду с накоплением статистики по фотонуклонным спектрам, в эксперименте фиксируют  $\gamma'$ -кванты, снимающие возбуждение конечных ядер (соответствующие реакции называют реакциями *девозбуждения* и обозначают  $(\gamma, p\gamma')$  и  $(\gamma, n\gamma')$ ). По энергиям этих  $\gamma'$ -фотонов и хорошо известным схемам низколежащих ядерных уровней устанавливается, заселение каких уровней и с какой вероятностью формирует парциальное фотонуклонное сечение, содержащее неразделённые вклады переходов на близлежащие заселяемые уровни.

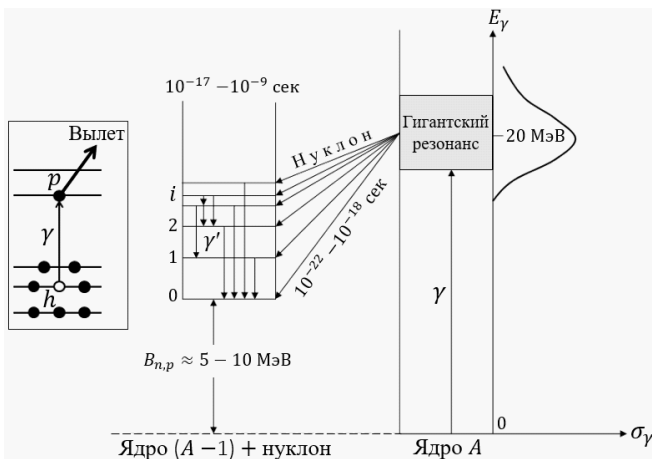


Рис. 11. Нуклонный распад гигантского дипольного резонанса ядра  $A$  с заселением отдельных уровней ядра  $A - 1$ .  $B_{n,p}$  — энергия отделения нуклона

Экспериментальные исследования парциальных каналов распада гигантского резонанса, выполненные в НИИЯФ МГУ методом спектрометрирования фотопротонов и гамма-квантов, снимающих возбуждение конечных ядер после вылета из ядра фотонуклона, позволили разобраться в конфигурационной структуре гигантского резонанса ядер с числом нуклонов до 60 и определить роль полупрямого механизма его распада. Для этого была использована спектроскопическая информация о дырочных ( $1h$ ) по отношению к ядру-мишени уровнях конечных ядер, полученная в независимых реакциях однонуклонного подхвата —  $(p, d)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$ ,  $(n, d)$ ,  $({}^3\text{H}, {}^4\text{He})$ .

В описываемых исследованиях была использована вся совокупность мировых ядерных данных по парциальным каналам распада гигантского резонанса. 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 этих исследований была расшифрована оболочечная структура гигантского резонанса и определена роль полупрямого механизма распада ядер с числом нуклонов до 60.

Причины, по которым в качестве основного объекта исследований были выбраны ядра  $1d2s$ -оболочки, были следующими:

1. Для наиболее распространенных изотопов ядер  $1d2s$ -оболочки эмиссия протонов, спектрометрия которых наиболее надёжна, является основным типом распада гигантского резонанса.
2. Для этих ядер имелись детальные сведения о характеристиках низколежащих заселяемых при фоторасщеплении состояний из реакций однонуклонной передачи.
3. Для этих ядер были выполнены расчёты характеристик гигантского резонанса в рамках различных теоретических подходов.

Спектрометрирование фотопротонов, вылетающих из исследуемого ядра при распаде гигантского резонанса, т.е. измерение их энергетических спектров, впервые в практике мировых фотоядерных экспериментов осуществлялось в многоканальном режиме, когда верхняя граница тормозного  $\gamma$ -излучения  $E_\gamma^{max}$  менялась в каждом цикле ускорения электронов бегатрона с частотой 50 Гц, многократно пробегая в циклическом порядке весь диапазон их значений от минимального до максимального.  $E_\gamma^{max}$  менялась от 17 до 30 МэВ с шагом  $\approx 1$  МэВ. Всего для ядер  $1d2s$ -оболочки  ${}^{23}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{26}\text{Mg}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{32}\text{S}$  и ядра  ${}^{12}\text{C}$  было получено 84 энергетических спектра фотопротонов, отвечающих разным  $E_\gamma^{max}$ .

Протоны регистрировались спектрометром, представлявшим собой телескоп из двух кремниевых полупроводниковых детекторов толщиной 40 мкм ( $\Delta E$ -счётчик) и 3 мм ( $E$ -счётчик). Энергетическое разрешение спектрометра составляло 100–150 кэВ в области энергий 5–8 МэВ. Использование телескопа счётчиков позволило решить задачу выделения сигналов протонов из интенсивного фона электронов и позитронов от неядерных процессов и обеспечить регистрацию протонов с энергиями от 1.5 до 20 МэВ. Принцип отделения протонов от лёгких заряженных частиц был основан на том, что при одинаковой энергии, оставленной заряженными частицами в  $E$ -счётчике, электроны и позитроны оставляли в  $\Delta E$ -счётчике энергию, во много раз меньшую, чем протоны. Поэтому на плоскости с осями  $\Delta E$  и  $E$  события от протонов и легких заряженных частиц концентрировались в различных местах. На рис. 12 приведены спектры фотопротонов, измеренные таким методом при разных  $E_\gamma^{max}$  для ядра  ${}^{24}\text{Mg}$ .

Из фотопротонных спектров, измеренных для разных верхних границ тормозного  $\gamma$ -излучения  $E_\gamma^{max}$ , рассчитывались парциальные фотопротонные сечения, отвечающие образованию конечных ядер в отдельных состояниях или группах близлежащих состояний.

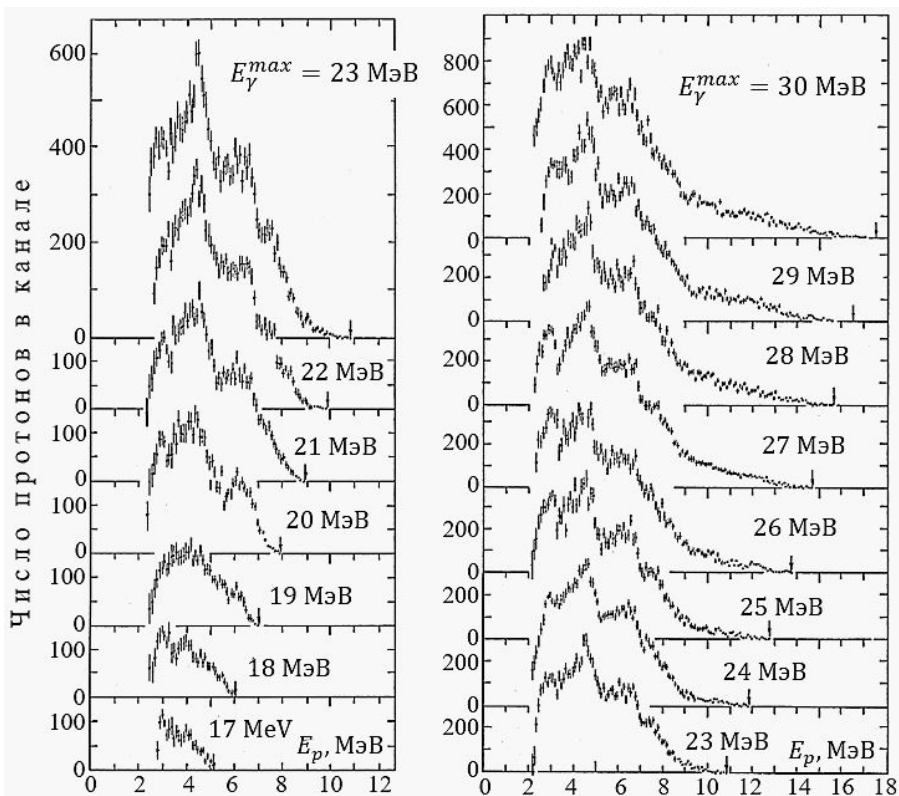


Рис. 12. Энергетические спектры фотопротонов, измеренные для ядра  $^{24}\text{Mg}$  при разных  $E_\gamma^{max}$  в многоканальном режиме

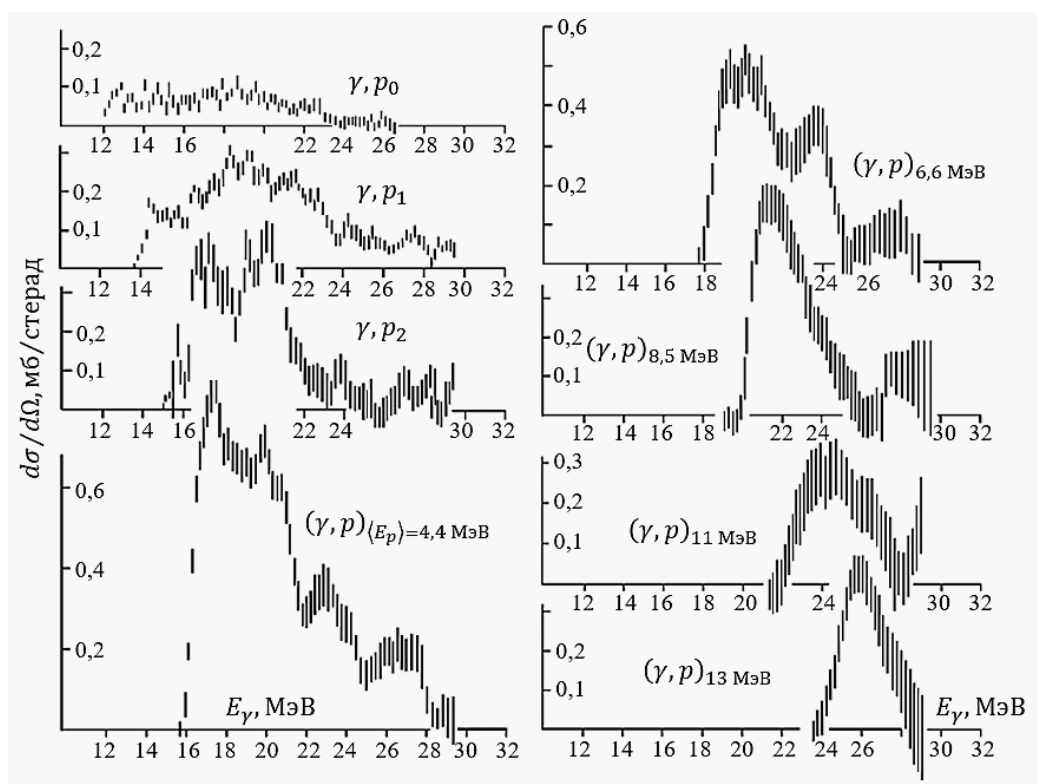
На рис. 13 показаны парциальные фотопротонные сечения для ядра  $^{27}\text{Al}$ , полученные из фотопротонных спектров, измеренных для этого ядра при  $E_\gamma^{max} = 17.0, 17.85, 18.7, 19.55, 20.4, 21.25, 22.1, 23.0, 24.2, 25.4, 26.6, 27.6, 28.6$  и  $29.7$  МэВ.

Данные экспериментов по спектрометрированию фотопротонов дополнялись данными экспериментов по спектрометрированию  $\gamma'$ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер (см. рис. 11). Использование этих данных, с одной стороны, позволяло понять, заселение каких уровней конечных ядер и с какой вероятностью формируют полученные из спектрометрирования фотопротонов парциальные фотопротонные сечения для групп неразрешенных уровней конечных ядер со средней энергией возбуждения  $\langle E \rangle$ , а с другой — получить сведения о фотонейтронном канале распада гигантского резонанса. Фотонейтронный канал в экспериментах по девозбуждению легко отделяется от фотопротонного по энергиям уровней, принадлежащим различным конечным ядрам: соответственно  $(A - 1, Z)$  и  $(A - 1, Z - 1)$ . Для регистрации  $\gamma'$ -квантов девозбуждения используются германиевые детекторы, имеющие энергетическое разрешение несколько килоэлектронвольт для фотонов с энергиями до 10 МэВ. В экспериментах, выполненных в НИИ-ЯФ МГУ, использовался Ge(Li)-детектор с чувствительным объемом  $100 \text{ см}^3$ .

Расшифровка спектров  $\gamma'$ -квантов девозбуждения, в частности, показала, что самое большое пар-

циальное фотопротонное сечение ядра  $^{27}\text{Al}$  с заселением группы неразрешенных уровней ядра  $^{26}\text{Mg}$  со средней энергией  $\langle E \rangle = 4.4$  МэВ (рис. 13), обусловлено главным образом заселением состояния  $2^+$  с энергией 4.32 МэВ. Это состояние, по данным реакций протонного подхвата, является дырочным и отвечает протонной «дырке» в подоболочке  $1d_{5/2}$ . Таким образом, обсуждаемое сечение формируется в результате полупрямого распада гигантского резонанса ядра  $^{27}\text{Al}$  и этому распаду предшествуют E1-переходы нуклонов из подоболочки  $1d_{5/2}$  в оболочку  $1f_{7/2}$ . Аналогичным образом с помощью спектров девозбуждения уточнялась природа заселяемых уровней конечных ядер для всех парциальных фотопротонных сечений, в которых энергетическое разрешение было недостаточно высоким для этого.

В НИИЯФ МГУ эксперименты по девозбуждению были выполнены для следующих ядер:  $^{11}\text{B}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ , причем для  $^{23}\text{Na}$   $\gamma'$ -спектры были измерены в многоканальном режиме. Для совоккупного анализа гигантского резонанса ядер  $1d_{2s}$ -оболочки были привлечены результаты экспериментов по девозбуждению других лабораторий и список вышеперечисленных ядер пополнился ядрами  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{Si}$ ,  $^{30}\text{Si}$ . Особенности постановки экспериментов по девозбуждению и принципы их физического анализа с извлечением информации о природе состояний гигантского резонанса изложены в обзоре [13].


 Рис. 13. Парциальные фотопротонные сечения для ядра  $^{27}\text{Al}$ 

Эксперименты по измерению фотоядерных сечений с заселением отдельных уровней конечных ядер были выполнены в НИИЯФ МГУ в период 1970–1995 гг. Им посвящены публикации [14–41].

Для анализа полученных в этих работах парциальных фотоядерных сечений и установления характеристик заселяемых при фоторасщеплении состояний конечных ядер использовались данные независимых экспериментов по реакциям однонуклонной передачи (подхвата и срыва нуклона). Их рассмотрению, систематизации, отбору и корректировке посвящены публикации [43–48]. Важно отметить, что, используя метод совместной оценки данных реакций срыва и подхвата, разработанный в работе [46], в работе [49] было показано существование нового типа атомных ядер — так называемых *локальных магических ядер*. Таковыми оказались ядра  $^{52,54}\text{Ca}$ ,  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{96}\text{Zr}$  и  $^{114}\text{Sn}$ .

## 5. ОТКРЫТИЕ ЯВЛЕНИЯ КОНФИГУРАЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

В начале 1960-х годов, т.е. почти в то же самое время, когда закладывались основы микроскопического подхода к проблеме гигантского дипольного резонанса, в работах [50–54] было показано, что в лёгких ядрах  $1p$ -оболочки (от изотопов лития до кислорода) и  $1d2s$ -оболочки (от фтора до кальция) не происходит формирования единого ди-

польного состояния, и указана причина такого явления, которая заключается в том, что в лёгких ядрах существенное значение приобретают пространственно-обменные силы Майорана.

Первым следствием этого является наличие супермультиплетной структуры у ядер  $1p$ -оболочки. В этих ядрах наблюдается сильное  $\alpha$ -частичное коррелирование нуклонов, т.е. нуклоны значительную часть времени проводят разбившись на группы, в каждой из которых четыре нуклона. Таким образом, имеет место ярко выраженный эффект «счетверения» нуклонов (большая энергия связи нуклона в случае, если при его отделении разрушается соответствующая четверка (заполненная строка орбитальной схемы Юнга)).

Второе следствие состоит в том, что энергия связи нуклона замкнутой оболочки, участвующего в формировании гигантского резонанса, довольно быстро увеличивается с ростом числа частиц во внешней незаполненной оболочке, тогда как энергия связи нуклона на поверхности Ферми, куда попадает нуклон из замкнутой оболочки, остается примерно постоянной. Возбуждённые состояния с разными схемами Юнга раздвинуты по энергии столь сильно, что амплитуда взаимодействия частицы с дыркой оказывается недостаточной, чтобы «смять» влияние большого разброса энергий и сформировать единый максимум дипольного поглощения. Следствием этого являются два эффекта: а) переходы из замкнутой оболочки смещаются относительно переходов из внешней незаполненной оболочки в сторону больших энергий; б)

переходы из каждой оболочки также группируются по энергии в зависимости от схемы Юнга образующегося состояния. Совокупность этих эффектов приводит к явлению, получившему название «конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса». Таким образом, в ядрах  $1p$ - и  $1d2s$ -оболочек, где должно иметь место конфигурационное расщепление, возникают две довольно изолированные группы переходов А и Б, связанные с возбуждением нуклонов валентных и внутренних оболочек соответственно. Кроме того, внутри каждой группы также может иметь место расщепление по энергии.

Расчеты [55], представленные на рис. 14, а также многочисленные экспериментальные данные подтвердили существование конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса ядер  $1p$ -оболочки.

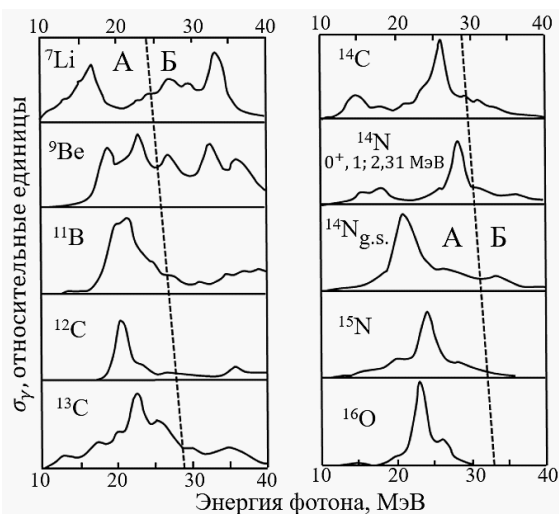


Рис. 14. Рассчитанные в работе [55] сечения возбуждения ядер  $1p$ -оболочки при фотопоглощении. Секущая пунктирная линия разделяет А- и Б-ветви гигантского дипольного резонанса

Вопрос о существовании конфигурационного расщепления гигантского резонанса в ядрах  $1d2s$ -оболочки и, возможно, в более тяжелых ядрах оставался открытым вплоть до реализации экспериментов, выполненных группой Б. С. Ишханова, и результаты которых опубликованы в работах [14–41]. Данные этих экспериментальных исследований были проанализированы с учетом дырочной ( $1h$ ) структуры заселяемых состояний конечных ядер, полученной в реакциях одно-нуклонного подхвата [43–48]. В результате этого анализа удалось расшифровать природу состояний гигантского резонанса ядер  $1d2s$ -оболочки, т.е. установить, нуклоны каких подоболочек и с какой вероятностью покидают свои места при поглощении электрических дипольных ( $E1$ )-фотонов и на какие более высокие подоболочки они переходят (т.е. какие и с какой вероятностью совершаются  $1p1h$ -переходы (рис. 10)). Этому анализу были посвящены работы [13, 56–63].

Примеры совместного анализа парциальных фотопротонных сечений, полученных группой Б. С. Ишханова для ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$  спектрометрированием как фотопротонов, так и фотонов девозбуждения  $\gamma'$ , и спектроскопических факторов  $S_p^-$ , полученных в независимых экспериментах протонного подхвата, приведены на рис. 15. Спектроскопические факторы со множителем  $C^2 = 2I/(2I + 1)$ , где  $I$  — изоспин заселяемого уровня, характеризуют «степень дырочности» этого уровня, т.е. показывают, какая доля дырочного возбуждения заключена в данном уровне и насколько он близок к чистому дырочному состоянию  $1h$ .

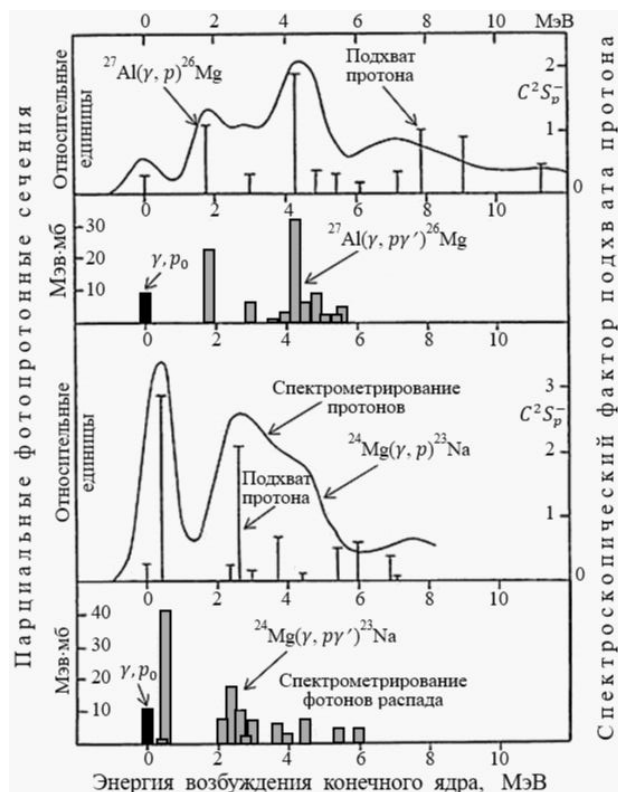


Рис. 15. Корреляция между проинтегрированными по области гигантского резонанса парциальными фотопротонными сечениями и спектроскопическими факторами протонного подхвата  $C^2 S_p^-$  (вертикальные линии) для ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$ . Фотопротонные сечения получены спектрометрированием как фотонов  $\gamma'$  (затемненные столбики), так и протонов (непрерывные линии)

Вероятность полупрямого распада дипольного состояния ядра А с заселением конкретного уровня конечного ядра А – 1 пропорциональна величине  $C^2 S_p^-$  этого уровня. Это утверждение является ключевым для процедуры извлечения из экспериментальных парциальных фотонуклонных сечений их полупрямых компонент, т.е. получения данных о вероятности полупрямого распада гигантского резонанса и его оболочечной структуре. Полученная в результате такой процедуры информация позволяет непосредственно проверить справедливость концепции конфигурационного расщепления гигантского резонанса.

Если полупрямой распад гигантского резонанса доминирует для данного ядра, то между вероятностями заселения отдельных уровней конечного ядра и их спектроскопическими факторами (со множителем  $C^2$ ) должна наблюдаться отчетливая корреляция. Для ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}$  она настолько очевидна, что не оставляет никаких сомнений в доминировании у этих ядер полупрямого распада гигантского резонанса. Аналогичная ситуация имеет место и у остальных исследованных ядер  $1d2s$ -оболочки.

Итак, корреляция между парциальными фотонуклонными сечениями и спектроскопическими факторами заселяемых уровней имеет место для всех легких ядер. На рис. 16 дано сравнение сечений реакции  $(\gamma, p_0)$  для восьми ядер  $1d2s$ -оболочки ( $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ ) со спектроскопическими факторами основных состояний конечных ядер (соответственно  $^{19}\text{F}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$  и  $^{39}\text{K}$ ). По вертикальной оси в верхней части рисунка приведена доля интегрального сечения реакции  $(\gamma, p_0)$  в полном сечении фотопоглощения, т.е. величина  $\int \sigma(\gamma, p_0) dE / 60NZ/A$ , нормированная на классическое электрическое дипольное правило сумм  $60NZ/A$  МэВ·мб. В нижней части рисунка приведена величина  $C^2 S_p^-$  основного состояния конечного ядра  $A-1$ , отнесенная к полному числу протонов в оболочке  $1d2s$  ядра  $A$ , т.е. к величине  $Z-8$ . Данные рис. 16 убедительно свидетельствуют о том, что  $(\gamma, p_0)$ -реакция ядер  $1d2s$ -оболочки практически целиком обусловлена полупрямым механизмом распада гигантского резонанса.

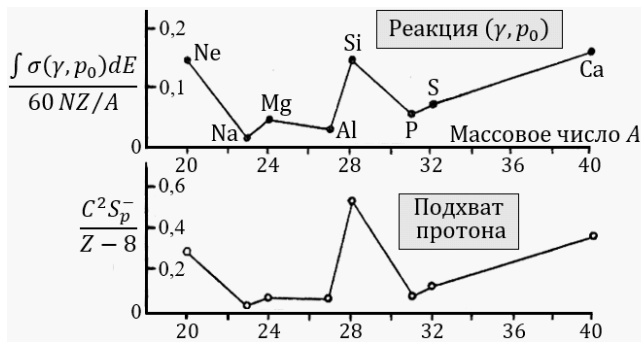


Рис. 16. Сравнение данных реакции  $(\gamma, p_0)$  и подхвата протона

Приведенные на рис. 15 и 16 данные свидетельствуют о том, что полупрямой механизм фоторасщепления ядер  $1d2s$ -оболочки является для этих ядер определяющим. В среднем для этих ядер он обеспечивает  $\approx 60\%$  интегрального сечения фотопоглощения. Идентификация характера этих полупрямых нуклонных переходов (из какой подоболочки и в какую перешел нуклон под действием  $E1$ -фотона, поглощенного ядром) обеспечивает возможность разделения гигантского резонанса ядер  $1d2s$ -оболочки на переходы  $1d2s \rightarrow 1f2p$  и  $1p \rightarrow 1d2s$ . Для фотопротонного сечения ядра  $^{27}\text{Al}$  результат показан в левой части рис. 17. Видно, что

$E1$ -переходы из внутренней оболочки ( $1p \rightarrow 1d2s$ ) сдвинуты к более высоким энергиям возбуждения не менее чем на 5 МэВ относительно переходов из внешней оболочки ( $1d2s \rightarrow 1f2p$ ). Таким образом, имеет место явление, предсказанное концепцией конфигурационного расщепления гигантского резонанса (правая часть рис. 17).

В качестве ещё одного показательного примера приведем данные для ядра  $^{24}\text{Mg}$  (рис. 18). Конфигурационное расщепление гигантского резонанса отчетливо проявляется в форме сечения фотопоглощения этого сечения, характеризуемой gross-структурой из двух максимумов в районе 20 и 25 МэВ. Анализ экспериментальных парциальных сечений показал, что эти максимумы формируются соответственно ветвями А и Б гигантского резонанса. Аналогичные результаты получены и в двух теоретических расчетах [64, 65], выполненных в группе Б. С. Ишханова и представленных для сравнения на этом же рисунке.

Широкой затемненной полосой в верхней части рис. 18 показана полупрямая компонента сечения фотопоглощения ядра  $^{24}\text{Mg}$ . Полупрямой механизм ответствен за 65–70% сечения фотопоглощения этого ядра. Кроме того, было установлено, что доля полупрямых процессов в фотопротонном канале 50–60%, а в фотонейтронном — 90–95%. Как уже отмечалось выше, полупрямые процессы доминируют и в фоторасщеплении большинства других ядер  $1d2s$ -оболочки.

Рис. 19 показывает результат деления гигантского резонанса ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$  на компоненты А и Б на более широкой шкале энергий фотонов (вплоть до  $E_\gamma = 50$  МэВ). Ветвь А гигантского резонанса имеет форму компактного достаточно узкого (шириной 5–8 МэВ) резонанса с максимумом в районе 20 МэВ (т.е. там, где находится главный максимум гигантского резонанса). В то же время ветвь Б разбросана в очень широком энергетическом интервале 20–50 МэВ без какого-либо выраженного общего максимума и формирует медленно спадающий высокоэнергичный хвост гигантского резонанса. Столь большая ширина ветви Б является с одной стороны отражением сильного разброса частично-дырочных дипольных состояний, обусловленных переходами  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ , по состояниям более сложной природы типа  $2p2h$ , плотность которых быстро растет с энергией возбуждения ядра, а с другой — сильной фрагментации дырки в подоболочке  $1p_{3/2}$ .

Рис. 19 позволяет понять причину аномально большой ширины гигантского резонанса ядер начала  $1d2s$ -оболочки, таких как  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$  и  $^{23}\text{Na}$ . В этих ядрах ветвь Б доминирует и поэтому определяет общие характеристики гигантского резонанса. По мере заполнения внешней  $1d2s$ -оболочки и переходу к ядрам середины этой оболочки, таким как  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$ ,  $E1$ -переходы группы Б блокируются и, наоборот, растет роль переходов группы А, формирующих более компактную кривую сечения фотопоглощения.

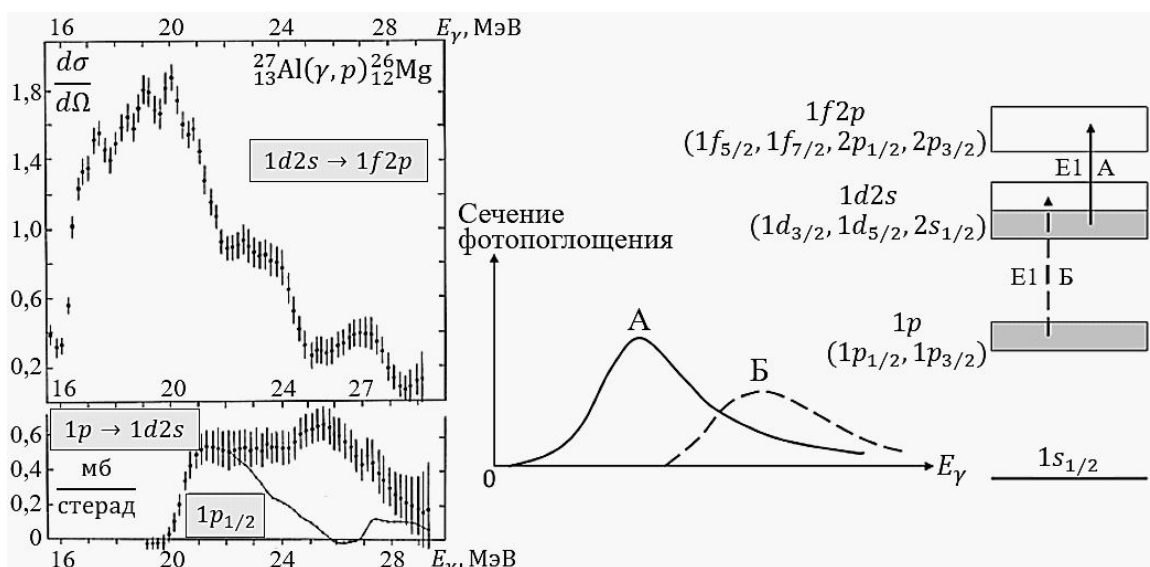


Рис. 17. Слева — фотопротонное сечение ядра  $^{27}\text{Al}$ , деленное на компоненты, обусловленные дипольными переходами протонов из внешней оболочки ( $1d2s \rightarrow 1f2p$ ) и внутренней оболочки ( $1p \rightarrow 1d2s$ ). Сплошная линия в нижней части левого рисунка — сечение переходов протонов из подоболочки  $1p_{1/2}$ . Справа — схема формирования конфигурационного расщепления гигантского резонанса ядер  $1d2s$ -оболочки. Показаны E1-переходы нуклонов из разных оболочек, формирующие расщепленные по энергии компоненты А и Б гигантского резонанса

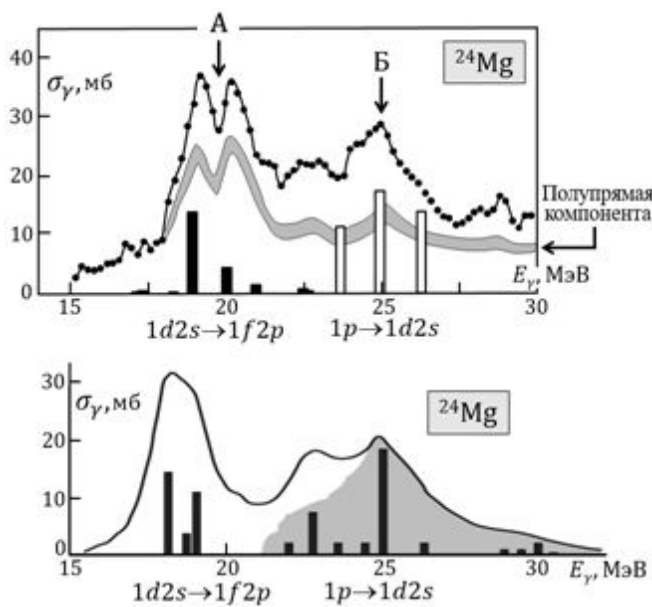


Рис. 18. Вверху — сечение фотопоглощения для ядра  $^{24}\text{Mg}$ , полученное суммированием фотопротонного и фотонейтронного сечений, и полупрямая компонента этого сечения (затемнённая полоса). Столбики — данные теоретического расчета [64]. Внизу — результат теоретического расчета [65]. Затемненная область теоретического сечения обусловлена нуклонными переходами  $1p \rightarrow 1d2s$

Полученные в вышеописанных исследованиях группы Б. С. Ишханова данные о роли полупрямого механизма распада гигантского резонанса позволили создать систематику вероятностей этого механизма для ядер различного веса, вплоть до самых

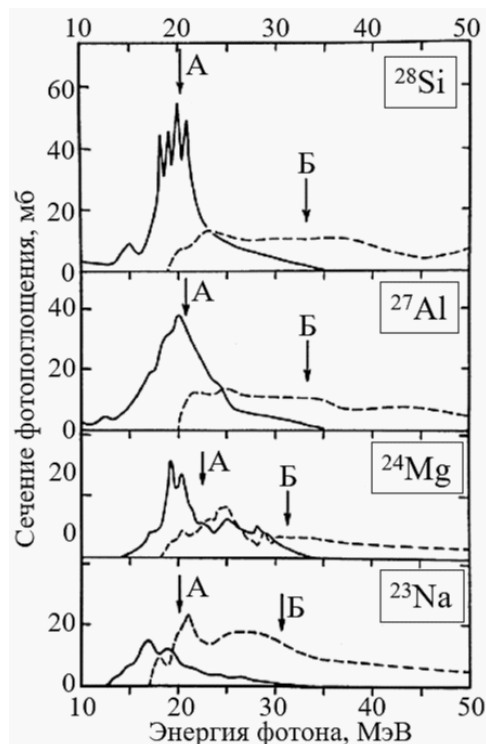


Рис. 19. Результат деления гигантского резонанса ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$  на компоненты А (сплошная линия) и Б (пунктир) на основе анализа экспериментальных парциальных фотонуклонных сечений [67]. Стрелки показывают центры тяжести компонент

тяжелых. У легких ядер  $1p$ - и  $1d2s$ -оболочки основным механизмом распада гигантского резонанса является полупрямой. С ростом массового числа А

вероятность этого механизма быстро уменьшается и у тяжелых ядер с  $A \approx 200$  снижается до  $\approx 10\%$ .

Завершая рассмотрение явления конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса, ещё раз подчеркнем, что оно играет определяющую роль в формировании гигантского резонанса ядер  $1p$ - и  $1d2s$ -оболочек. Его проявление отмечено и в ядрах  $1f2p$ -оболочки вплоть до  $A \approx 60$ , и соответствующие данные представлены в публикациях [38–42, 66].

В результате описанных в данном разделе исследований была открыта «Закономерность конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у лёгких атомных ядер». Авторы открытия — Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко и Н. П. Юдин. Основное содержание этого открытия отражено в публикациях [67–74].

## 6. ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА. ЕГО СТРУКТУРА И ШИРИНА

Состояния атомных ядер характеризуются квантовым числом изоспином  $I$ . Это является следствием инвариантности (нечувствительности) нуклон–нуклонных сил к замене нейтрона на протон и наоборот. Как показали многочисленные исследования, значительный вклад в которые внесла группа Б. С. Ишханова, специфика квантового числа изоспина ярко проявляется в процессе возбуждения и распада гигантского дипольного резонанса.

$E1$ -фотон ведет себя как частица с изоспином  $I = 1$  и проекцией изоспина 0. Поэтому при поглощении  $E1$  фотона атомными ядрами возможно возбуждение состояний со следующими изоспинами:

ядра с  $N = Z : I = I_{>} = I_0 + 1$ ,

ядра с  $N \neq Z : I = I_{<} = I_0$  и  $I_{>} = I_0 + 1$ ,

где  $I_0 = |(N - Z)/2|$  — квантовое число изоспина основного состояния ядра. Таким образом, у несамоспряженных ( $N \neq Z$ ) ядер, которых подавляющее большинство, возбуждаются две изоспиновые ветви гигантского резонанса, максимумы (или средние энергии) которых  $E_{<}$  и  $E_{>}$ . При этом ветвь  $I_{>}$  должна лежать выше по энергии. Поэтому для ядер с  $N \neq Z$  предсказывается расщепление  $\Delta E_I = E_{>} - E_{<}$  гигантского резонанса по изоспину, масштаб которого растет с увеличением в ядре избытка нейтронов  $N - Z$ , т.е. величины  $I_0$  [75]. Таким образом, с утяжелением ядра (ростом  $N - Z$ ) ожидается заметное увеличение  $\Delta E_I$ , т.е. значительное изоспиновое расщепление гигантского резонанса. Величина этого расщепления, в соответствии с работой [75], дается выражением

$$\Delta E_I (\text{МэВ}) = 60 (I_0 + 1)/A.$$

В то же время отношение вероятностей  $S_{>}$  и  $S_{<}$  возбуждения этих изоспиновых компонент пропорционально величине  $1/I_0$ , т.е. уменьшается с ростом  $N - Z$  (утяжелением ядра) [76].

Наиболее ярким проявлением изоспинового расщепления гигантского резонанса является сдвиг с ростом массового числа максимума фотопротонного сечения к более высоким энергиям по сравнению с максимумом фотонейтронного сечения (рис. 6). Этот сдвиг — следствие того, что, в силу правил отбора по изоспину и определенных кинематических факторов, ветвь гигантского резонанса с изоспином  $I_{>}$  проявляет себя главным образом в фотопротонной реакции, а  $I_{<}$ -ветвь — в фотонейтронной реакции. При этом сама величина изоспинового расщепления растёт с ростом нейтронного избытка ( $N - Z$ ), т.е. достигает наибольших значений в массивных ядрах.

Как уже отмечалось в разд. 2, одно из первых четких указаний на сдвиг максимума сечения фотопротонной реакции относительно максимума сечения фотонейтронной реакции у ядер с большим числом нуклонов было получено для ядра  $^{90}\text{Zr}$  в экспериментах с тормозными фотонами фотоядерной группой Б. С. Ишханова и в опытах с квазимонохроматическими фотонами в Ливерморе (США) (правая часть рис. 3).

Влияние изоспинового расщепления на форму и ширину гигантского резонанса у тяжелых ядер незначительно, поскольку у этих ядер вероятность возбуждения  $I_{>}$ -ветви мала, несмотря на то, что величина расщепления достигает 12 МэВ. Изоспиновое расщепление гигантского резонанса наиболее сильно проявляется в ядрах с числом нуклонов до 50–60, поскольку для этих ядер вероятности возбуждения изоспиновых компонент сравнимы, так как мало  $I_0$ , а величина расщепления достаточно велика (до 5–10 МэВ). Эта ситуация поясняется рис. 20.

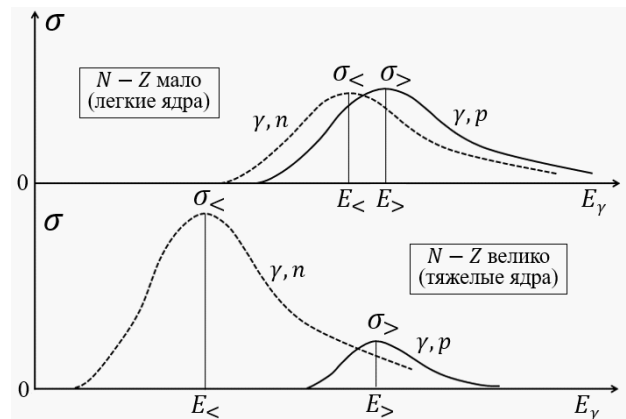


Рис. 20. Качественная иллюстрация положения и соотношения  $I_{<}$ - и  $I_{>}$ -компонент гигантского резонанса в легких и тяжелых ядрах и проявления их в фотопротонной и фотонейтронной реакциях

Иллюстрацией реальной ситуации с изоспиновым расщеплением гигантского резонанса в легких ядрах является рис. 21, на котором показана изоспиновая структура сечений фотопоглощения для двух изотопов углерода —  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{C}$ . У самоспряженного ядра  $^{12}\text{C}$  гигантский резонанс формируется

E1-переходами с одним изоспином  $I = I_> = 1$ , т.е. изоспинового расщепления нет, в отличие от  $^{14}\text{C}$ , гигантский резонанс которого формируется сравнимыми по интенсивности  $I_<$ - и  $I_>$ -компонентами, расщепленными по энергии примерно на  $\approx 10$  МэВ. Отметим, что  $I_<$ -ветвь гигантского резонанса ядра  $^{14}\text{C}$ , располагающаяся в его низкоэнергичной части, возникает за счет E1-переходов нуклонов из подоболочки с нейтронным избытком ( $1p_{1/2}$ ) в следующую свободную оболочку  $1d2s$ , т.е. это переходы типа А в терминологии концепции конфигурационного расщепления гигантского резонанса. Таким образом, наблюдаемое расщепление гигантского резонанса ядра  $^{14}\text{C}$  на две компоненты формируется совместным эффектом изоспинового и конфигурационного расщепления гигантского резонанса, дополняющими друг друга. Этот же вывод справедлив и для других ядер.

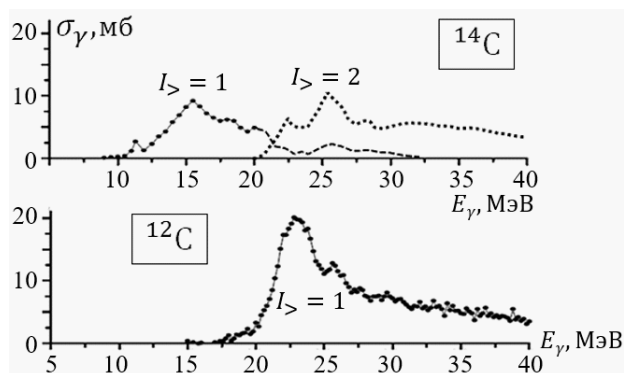


Рис. 21. Изоспиновая структура сечений фотопоглощения ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{C}$  [77]. Для ядра  $^{14}\text{C}$  экспериментальное сечение разделено на изоспиновые компоненты в соответствии с анализом, выполненным в работе [78]

Ценную информацию об изоспиновом расщеплении гигантского резонанса дают сечения фотопоглощения изотопических семейств лёгких и средних ядер. Созданная в группе Б. С. Ишханова систематика этих сечений для ядер с  $A = 12-65$  [9] включает пять изотопических пар ( $^{14,15}\text{N}$ ,  $^{32,34}\text{S}$ ,  $^{46,48}\text{Ti}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ), четыре триады изотопов ( $^{12,13,14}\text{C}$ ,  $^{16,17,18}\text{O}$ ,  $^{24,25,26}\text{Mg}$ ,  $^{28,29,30}\text{Si}$ ) и один изотопический квартет ( $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ ). Столь обширная систематика данных по изотопам позволила подтвердить отчетливое влияние изоспина на ширину гигантского резонанса и установить так называемый *изотопический эффект в ширине гигантского дипольного резонанса* [79]. Влияние изоспинового расщепления E1-переходов на ширину гигантского резонанса ядер  $1d2s$ -оболочки иллюстрируется рис. 22.

Отметим, что под шириной гигантского резонанса мы имеем в виду область разброса основной части сечения фотопоглощения, поскольку вид этих сечений для ядер  $1d2s$ -оболочки далек от вида одиночного резонанса правильной формы. Отметим также, что начало шкалы  $\Delta E_I$  на рис. 22 привязано к минимальной ширине  $\Gamma = 5$  МэВ, характерной для гигантского резонанса дважды магических

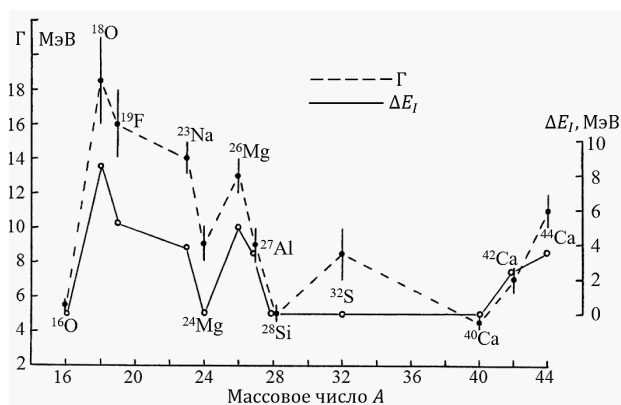


Рис. 22. Ширины  $\Gamma$  гигантского дипольного резонанса ядер  $1d2s$ -оболочки и величины  $\Delta E_I$  его изоспинового расщепления [68]

ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ca}$ , для которых изоспиновое и конфигурационное расщепления отсутствуют. Корреляция между экспериментальными значениями  $\Gamma$  и расчетными величинами  $5 \text{ МэВ} + \Delta E_I$  очевидна. Превышение  $\Gamma$  над значением  $5 \text{ МэВ} + \Delta E_I$  обусловлено конфигурационным расщеплением, хотя надо иметь в виду, что часть этого расщепления уже содержится в величине  $\Delta E_I$ .

Долгое время оставалась нерешенной проблема структуры и ширины  $\Gamma$  гигантского дипольного резонанса. В большинстве своем теоретические расчеты для немагических ядер (а этих ядер подавляющее большинство) давали предсказания, далекие от эксперимента. Под шириной гигантского резонанса, как отмечалось, мы понимаем область разброса основной части сечения фотопоглощения. Ширина этой области изменяется от 4–5 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 изменению как этой ширины, так и формы сечения. Иллюстрацией этого являются экспериментальные данные о сечениях фотопоглощения ядер  $1d2s$ -оболочки от  $^{16}\text{O}$  до изотопов кальция, приведенные на рис. 23. Не удалось понять, с чем связан большой разброс (от 4–5 до 20 МэВ) величин  $\Gamma$  для ядер, имеющих близкие массовые числа  $A$ , и чем в этом плане отличаются легкие, 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 фотоядерных сечениях: широкие (3–5 МэВ) области концентрации электрических дипольных (E1)-переходов, называемые *гросс-структурой* (так, гросс-структуру гигантского резонанса тяжёлых несферических ядер образуют два широких расщепленных максимума, связанных с разной частотой противофазных нейтрон-протонных колебаний вдоль короткой и длинной осей ядерного аксиально симметричного эллипсоида); более узкие (0.5–2.0 МэВ)



области концентрации E1-переходов, называемые *промежуточной структурой*, и, наконец, совсем узкие ( $\approx 0.05\text{--}0.1$  МэВ) области концентрации E1-переходов, называемые *тонкой структурой*. Возникают вопросы о том, как формируются эти структуры и как они влияют на величину  $\Gamma$ . В настоящее время можно ответить на все эти вопросы, опираясь на многолетние экспериментальные и теоретические исследования, существенный вклад в которые внесла группа Б. С. Ишханова.

Как уже отмечалось в разд. 5 (см. обсуждение рис. 10), 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 *полупрямыми*, характеризуют шириной, обозначаемой  $\Gamma^\uparrow$ , и именно этот распад приводит к появлению промежуточной структуры в фотоядерных сечениях легких ядер. Напомним, что прямой распад — это распад без образования гигантского резонанса, когда нуклон, минуя стадию перехода в свободную оболочку, сразу покидает ядро; вероятность этого процесса для гигантского резонанса мала. Вторым вариантом 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, обозначаемой  $\Gamma^\downarrow$ , 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*.

Очевидно, что наиболее сильное влияние на ширину гигантского резонанса оказывают эффекты его гросс-структуры. В ядрах с незаполненными нуклонными оболочками, несамоспряженных ( $N \neq Z$ ) и несферических (т.е. в основной массе всех ядер), таких эффектов три:

1. Расщепление по энергии E1-переходов из разных, как правило двух, оболочек (конфигурационное расщепление).
2. Расщепление гигантского резонанса, связанное со спецификой квантового числа изоспина (изоспиновое расщепление).
3. Расщепление гигантского резонанса, связанное с несферичностью ядра в основном состоянии.

Для немагических лёгких ядер вплоть до  $A \approx 40$  конфигурационное расщепление, как мы видели, является главным фактором увеличения ширины  $\Gamma$  гигантского резонанса, по сравнению с величиной 4–5 МэВ, характерной для магических ядер. Роль этого вида расщепления гигантского резонанса, хотя и наблюдающегося в ядрах с  $A$  до 60, уменьшается с ростом массового числа из-за сбли-

жения оболочек и для средних и тяжелых ядер его можно не учитывать.

Поскольку большинство лёгких ядер являются несамоспряженными и несферическими, то на форму их сечений фотопоглощения должны влиять все три вышеупомянутых фактора, ответственные за гросс-структуру гигантского резонанса. Закономерен вопрос об относительной роли этих факторов для данной группы ядер. Мы уже отмечали, что поскольку в E1-переходы нуклонов из внешней оболочки даёт вклад только ветвь  $I_<$ , то области расположения по энергии изоспинового и конфигурационного расщеплений перекрываются. Что касается несферичности ядер, то для ядер с  $A < 40$  нет прямой корреляции между шириной гигантского резонанса и параметром их квадрупольной деформации. Деформация влияет на оболочечную структуру ядра, перестраивая оболочки и изменяя расстояние между ними. Так как в конфигурационном расщеплении гигантского резонанса отражена оболочечная структура лёгких ядер, то несферичность ядра, по существу, автоматически учтена этим эффектом.

Весьма показательным является то, что с привлечением имеющейся экспериментальной информации о роли различных факторов в формировании гросс-структуры гигантского резонанса ядер  $1d2s$ -оболочки, можно объяснить форму всех сечений фотопоглощения, приведенных на рис. 23.

Ширины гигантского резонанса средних ядер ( $A \approx 50 - 100$ ) в основном заметно меньше, чем в легких ядрах, и меняются в интервале 5–11 МэВ. Непосредственно за изотопами кальция они достигают наибольших для рассматриваемой области массовых чисел значений 10–11 МэВ (частично это связано с ещё заметным влиянием конфигурационного и изоспинового расщеплений гигантского резонанса), а для  $A > 80$  уже нигде не превышают 7.5 МэВ. На ширину гигантского резонанса, как отмечалось выше, влияет разброс  $1p1h$ -переходов из одной оболочки. Но в данном случае он невелик. Для анализа остаются ещё два фактора. Первый из них связан с несферичностью ядра в основном состоянии (эффектом Даноса–Окамото [81, 82]), который более подробно обсуждается ниже при рассмотрении тяжелых ядер), второй — со снижением вероятности полупрямого распада гигантского резонанса ядер этой области.

Анализ, выполненный в работе [83] с использованием всей совокупности мировых данных о сечениях фотопоглощения и степени несферичности ядер, исключил эффект Даноса–Окамото как главный фактор уширения гигантского резонанса ядер этой массовой области. Ядра обсуждаемой области относятся к относительно мягким вибрационным ядрам. Форма многих из них близка к сферической. Их поверхность пластична и легко поддается изменению. В таких ядрах низколежащие коллективные состояния отвечают электрическим квадрупольным колебаниям поверхности, реализуемым через возбуждение одного или нескольких

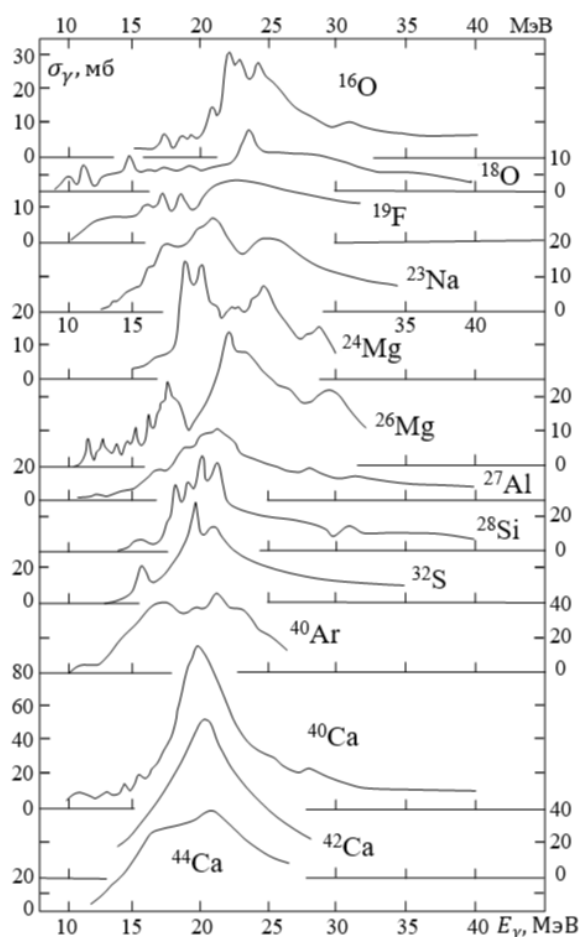


Рис. 23. Экспериментальные сечения фотопоглощения ядер  $1d2s$ -оболочки [80]

$2^+$ -фононов. Каждый такой фотон — это когерентная смесь  $1p1h$ -конфигураций, как и в случае коллективного дипольного состояния, но, в отличие от последнего, имеет спин-чётность не  $1^-$ , а  $2^+$ . За счёт межнуклонного взаимодействия энергия  $E1$ -фотона, поглощенного ядром, может передаваться поверхностным колебаниям, что приводит к уширению гигантского резонанса. При этом спин-чётность такого комбинированного возбуждения по-прежнему  $1^-$  (для определенности мы говорим о чётно-чётных ядрах). На более простом языке можно говорить о диполь-квадрупольном трении, уширяющем резонансную кривую, подобно тому, как при наличии обычного трения уширяется механический резонанс. Более детальный анализ [83] подтверждает, что диполь-квадрупольное трение является основным фактором увеличения ширины гигантского резонанса ядер с  $A \approx 50 - 100$  по сравнению с минимально возможным (магическим) значением  $\approx 4-5$  МэВ. В указанном интервале массовых чисел за счёт этого трения ширина гигантского резонанса в среднем возрастает на 3–5 МэВ.

Что касается тяжелых ядер ( $A > 100$ ), то характерные для них формы сечений фотопоглощения

можно проиллюстрировать на примере ядер  $^{165}\text{Ho}$  и  $^{208}\text{Pb}$  (рис. 24).

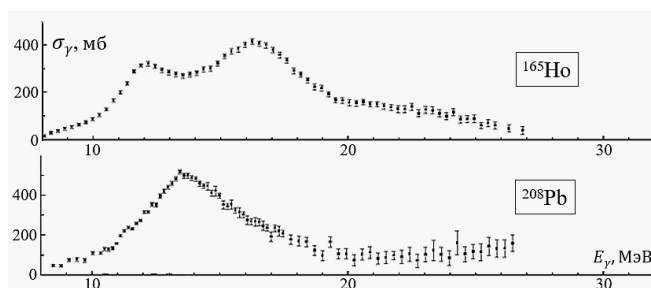


Рис. 24. Сечения доминирующей для тяжелых ядер фотонейтронной реакции у несферического  $^{165}\text{Ho}$  и сферического  $^{208}\text{Pb}$  ядер

С точки зрения формы сечений ядра с  $A > 100$  можно разделить на две группы. Первая из них — это ядра, сечения фотопоглощения которых имеют вид одиночного гладкого резонанса с шириной  $\Gamma$  на половине высоты, равной минимальной (магической) величине 4–5 МэВ. Примером является ядро  $^{208}\text{Pb}$ . Другую группу составляют ядра, сечения фотопоглощения которых, оставаясь в основном гладкими, имеют ширины больше вышеуказанной и в ряде случаев становятся двугорбыми, как то, которое приведено на рис. 24 для  $^{165}\text{Ho}$ . Легко показать, что эти особенности сечений определяются формой ядра. Ядра первой группы — сферические или близкие к ним. Ядра второй группы — несферические, и степень этой несферичности непосредственно отражается в форме сечений фотопоглощения. Это тот самый эффект Даноса–Окамото [81, 82], который упоминался выше. Частоты электрических дипольных колебаний вдоль короткой (размером  $a$ ) и длинной (размером  $b$ ) осей ядерного аксиально симметричного эллипсоида различны, что и приводит к двум расщепленным по энергии ветвям гигантского резонанса. Величина  $\Delta E_\delta$  этого расщепления с учетом того, что  $R \sim A^{1/3}$ , где  $R$  — радиус ядра, а энергия максимума гигантского резонанса  $E_m \approx 75 \cdot A^{-1/3}$  МэВ, дается выражением

$$\Delta E_\delta \approx 75 \cdot A^{-1/3} |\delta| \text{ МэВ},$$

в котором  $\delta$  — параметр деформации (несферичности) ядра, равный  $(b - a)/\langle R \rangle = (b - a)/\sqrt{ab}$ .

При отсутствии других факторов, существенно влияющих на gross-структуру гигантского резонанса, его общая форма у несферических аксиальных ядер может быть получена суперпозицией двух «сферических» резонансов с магическими ширинами  $\Gamma = 4-5$  МэВ, раздвинутых по энергии на величину  $\Delta E_\delta \approx 75 \cdot A^{-1/3} |\delta|$  МэВ. При этом ширина гигантского резонанса таких ядер должна возрастать пропорционально  $|\delta|$ . Таким образом, следствием эффекта Даноса–Окамото должна быть корреляция между величиной (модулем) параметра квадрупольной деформации  $|\delta|$  и уширением гигантского резонанса.

Эта корреляция очевидна из рис. 25, на котором для ядер в области  $A > 115$  приведены ширины экспериментальных фотоядерных сечений (тёмные точки) вместе с ширинами гигантского резонанса, рассчитанными из величин  $|\delta|$  с помощью соотношения  $\Gamma + \Delta E_\delta$ , в котором  $\Gamma = 4$  МэВ, а  $\Delta E_\delta \approx 75 \cdot A^{-1/3} |\delta|$  МэВ (светлые точки). В пределах разброса точек данные обоих типов совпадают во всей области массовых чисел  $140 < A < 240$ , где располагаются наиболее деформированные ядра. Степень корреляции настолько высока, что не оставляет сомнения, что именно эффект Даноса–Окамото ответствен за уширение гигантского резонанса у ядер с  $A > 120 - 130$ . Экспериментальные ширины гигантского резонанса и значения  $|\delta|$  минимальны у магических ядер с  $Z = 50, N = 82$  и  $Z = 82, N = 126$  и достигают наибольших значений в середине между этими областями.

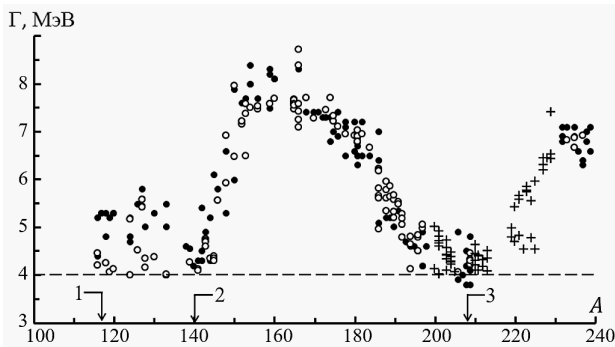


Рис. 25. Ширины гигантского резонанса ядер с  $A > 117$  [83]. Тёмные точки — данные фотоядерных экспериментов, светлые точки и крестики — значения, извлеченные из известных параметров квадрупольной деформации (подробности в тексте). Штриховая линия отвечает ширине в магических ядрах. Стрелками указаны области магических ядер: 1 —  $Z = 50$ ; 2 —  $N = 82$ ; 3 —  $Z = 82$ ;  $N = 126$

Степень корреляции сравниваемых на рис. 25 данных позволяет предсказать ширины гигантского резонанса в той области массовых чисел ( $A = 200 - 230$ ), где фотоядерные сечения не измерялись из-за отсутствия стабильных изотопов, но имеются данные по электрическим квадрупольным моментам (а значит, и параметрам деформации) ядер. Полученные значения приведены крестиками на рис. 25. С учетом этих дополнительных значений рис. 25 дает картину поведения ширин гигантского резонанса с изменением массового числа практически для всей совокупности тяжелых ядер.

В заключение этого раздела перечислим характерные ширины гигантского резонанса для ядер с различными массовыми числами  $A$  и главные факторы, формирующие эти ширины.

1. Минимальная (так называемая «магическая») ширина гигантского резонанса равна 4–5 МэВ и характерна для сферических ядер с заполненными оболочками.

2. Главными факторами увеличения ширины гигантского резонанса по сравнению с «магической» являются:

- у лёгких ядер ( $A < 50$ ) — конфигурационное изоспиновое расщепление гигантского резонанса (до 20–30 МэВ);
- у средних ядер ( $A = 50 - 115$ ) — взаимодействие поверхностью ядра (диполь–квадрупольное трение) — до 12 МэВ;
- у тяжёлых ядер ( $A > 120$ ) — несферичность ядра — до 8 МэВ.

«Магическая» ширина гигантского резонанса (4–5 МэВ) у лёгких ядер формируется в сравнимых долях разбросом  $1p1h$ -переходов из одной оболочки и их полупрямым распадом, в тяжелых ядрах — преимущественно распадом  $1p1h$ -состояний по состояниям более сложной природы ( $2p2h, 3p3h, \dots$ ).

## 7. ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ НИЖЕ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА. ЯДЕРНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ

В период 1993–2000 гг. группой Б. С. Ишханова были выполнены экспериментальные исследования ниже гигантского дипольного резонанса. Использовался метод ядерной резонансной флуоресценции.

Ядерная резонансная флуоресценция — ЯРФ (Nuclear Resonance Fluorescence) — это процесс возбуждения ядра фотоном  $\gamma$  с последующим распадом возбужденного (резонансного) состояния с испусканием другого фотона  $\gamma'$  и образованием конечного ядра в более низколежащем, в том числе и основном, состоянии.

ЯРФ — эффективный метод изучения низколежащих (вплоть до 10–15 МэВ) ядерных возбуждений, особенно дипольных и квадрупольных, поскольку позволяет получать о них исчерпывающую спектроскопическую информацию.

Метод ЯРФ в максимальной степени использует преимущества электромагнитных проб для изучения структуры ядра. Взаимодействие в ЯРФ чисто электромагнитное как во входном, так и в выходном канале. Более того, в силу относительной слабости этого взаимодействия, применима теория возмущений. Поэтому детальная и модельно независимая информация о ядре может быть извлечена.

ЯРФ обеспечивает наивысшее энергетическое разрешение эксперимента (1–2 кэВ в районе энергий возбуждения около 1 МэВ и 5–10 кэВ в районе 10 МэВ). Для сравнения укажем, что типичное разрешение  $e, e'$ -эксперимента — 30–50 кэВ, а  $p, p'$ - и  $\alpha, \alpha'$ -экспериментов — 100–200 кэВ. Высокое разрешение ЯРФ-экспериментов позволяет исследовать отдельные уровни, избегая проблемы наложения близко расположенных ядерных резонансов.

Область энергий возбуждения ядра, в которой ЯРФ позволяет добиваться наилучших результатов — это область ниже энергий отделения нуклона или системы связанных нуклонов. В этой области электромагнитный распад возбужденного состояния — единственный способ его распада, что к тому же обеспечивает узость резонансного состояния, его изолированность от других. Ширина распада  $\Gamma$  возбужденного состояния целиком определяется шириной его  $\gamma$ -распада:  $\Gamma = \Gamma_\gamma$ . Характеристики ядерных состояний извлекаются из ЯРФ-экспериментов полностью модельно независимым путём.

Для реализации ЯРФ-экспериментов, которые до этого в нашей стране не проводились, использовался линейный ускоритель электронов непрерывного действия с энергией 6.6 МэВ, который должен был служить инжектором проектируемого линейного ускорителя на энергию 175 МэВ. Схема ускорителя-инжектора и расположение относительно него установки для регистрации резонансно рассеянных фотонов показаны на рис. 26. Пучок электронов от ускорителя-инжектора после поворота на  $180^\circ$  и формирования тормозного  $\gamma$ -пучка направлялся к установке для исследования ЯРФ. Резонансно рассеянные ядрами мишени фотоны регистрировались Ge-детектором, охлажденным до температуры жидкого азота. Детектор с криостатом были окружены защитой из свинца и бетона.

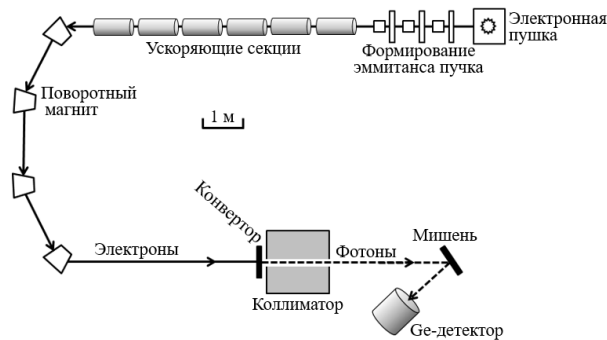


Рис. 26. Схема ускорителя-инжектора и расположение установки для ЯРФ-экспериментов

Данные, полученные в НИИЯФ МГУ, подтверждают возможности ЯРФ-методики в плане определения мультипольности  $J$  рассеянного фотона. В зависимости от этой мультипольности рассеянные фотоны имеют сильно различающиеся угловые распределения  $W_J(\theta)$ . При этом для отличия дипольных ( $J = 1$ ) фотонов от квадрупольных ( $J = 2$ ) достаточно фиксировать вылетающие из ядра фотоны всего под двумя углами,  $90^\circ$  и  $127^\circ$ , поскольку для этих фотонов имеют место кратно различающиеся отношения, соответственно  $W_1(90^\circ)/W_1(127^\circ) = 0.734$  и  $W_2(90^\circ)/W_2(127^\circ) = 2.28$ .

На вышеописанной установке были выполнены ЯРФ-эксперименты для нескольких ядер  $1f2p$ -оболочки:  $^{46}\text{Ti}$ ,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ . Их целью являлось исследование нового типа низколежащих

коллективных состояний атомных ядер — изовекторного орбитального магнитного дипольного ( $M1$ ) возбуждения, которое получило название «ножничного» (scissors mode). Оно предсказывалось в ряде теоретических работ (например, [84]) для тяжёлых деформированных ядер и было подтверждено у ядра  $^{156}\text{Gd}$  по результатам совместного анализа прецизионных экспериментов по неупругому рассеянию электронов и ЯРФ [85]. Это возбуждение наблюдалось и у других тяжелых деформированных ядрах. В экспериментах группы Б. С. Ишханова исследовалась возможность возбуждения этой новой коллективной моды у существенно менее массивных ядер.

В процессе ножничного возбуждения в несферическом ядре совершаются изовекторные (т.е. противофазные) вращательно-возвратные движения протонного ядерного эллипсоида относительно нейтронного (рис. 27, справа). В сферическом ядре такие движения запрещены квантовой механикой.

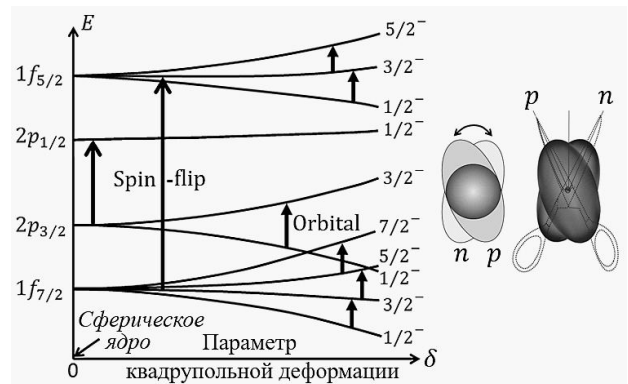


Рис. 27. Однонуклонные орбитальные (Orbital) и спин-флиповые (Spin-flip)  $M1$ -переходы в несферическом ядре  $1f2p$ -оболочки. Справа — иллюстрация ножничных возбуждений в несферическом вытянутом ядре

Обратимся к несферическим ядрам  $1f2p$ -оболочки. Нижайшие по энергии  $M1$ -переходы совершаются нуклонами в пределах самой внешней ( $1f2p$ ) оболочки. В несферическом ядре одночастичные уровни этой внешней оболочки и однонуклонные  $M1$ -переходы показаны на рис. 27 (мы полагаем, что параметр квадрупольной деформации  $\delta$  положителен, т.е. ядро вытянуто).

В несферическом ядре возможны  $M1$ -переходы двух типов — спин-флиповые (с переворотом спина нуклона) и орбитальные (с поворотом орбитального момента нуклона). Спин-флиповые  $M1$ -переходы возможны в любых ядрах — как несферических, так и сферических. Это переходы, в которых угловой момент 1, передаваемый магнитным дипольным фотоном ядру, идет на переворот спина нуклона. При этом величина и ориентация орбитального момента нуклона не меняется. У ядер  $1f2p$ -оболочки возможны два типа таких переходов:  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ . В чётно-чётных ядрах  $M1$ -возбуждения имеют спин-чётность  $1^+$ . Орбитальные  $M1$ -переходы в сферических ядрах,

как отмечалось, невозможны.

Поскольку в несферических (деформированных) ядрах снимается вырождение по проекции полного момента нуклона для каждой подоболочки, то переходы  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ ,  $1f_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ , имеющие орбитальный характер, становятся возможными (они показаны короткими стрелками на рис. 27).

Рис. 27 позволяет сделать следующие выводы о характере низколежащих M1-переходов в атомных ядрах.

1. Спиновые (спин-флиповые) M1-переходы доминируют в сферических и близких к ним ядрах. Роль орбитальных M1-переходов в этих ядрах мала.
2. Орбитальные M1-переходы должны играть существенную роль в несферических ядрах. Число возможных орбитальных переходов в таких ядрах больше числа возможных спиновых переходов.
3. В несферических ядрах энергии орбитальных M1-переходов в среднем ниже энергии спиновых M1-переходов. Поэтому в низкоэнергичной части спектра ядерных возбуждений несферических ядер орбитальные M1-переходы должны доминировать над спиновыми. Именно в этой области таких ядер и следовало искать орбитальные M1-возбуждения.

Теоретические модели предсказывают, что энергии  $E_{\text{scissors}}$  ножничных возбуждений пропорциональны параметрам деформации ядер  $\delta$ , а их суммарные (по всем наблюдаемым для данного ядра уровням) приведённые вероятности возбуждения  $B_{\text{scissors}}$  пропорциональны  $\delta^2$ . Для чётно-чётных ядер  $1f2p$ -оболочки, таких как  $^{46}\text{Ti}$ ,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ , параметр квадрупольной деформации  $\delta \approx 0.2 - 0.3$  и конкретные расчеты для этих ядер дают  $E_{\text{scissors}}^{1f2p} = 3 - 6$  МэВ, а  $\sum B_{\text{scissors}}^{1f2p} \approx 0.4 - 1.0 \mu_N^2$ , где  $\mu_N$  — ядерный магнетон.

У трёх из перечисленных ядер в области ниже 6 МэВ действительно наблюдаются M1-возбуждения. Для ядра  $^{46}\text{Ti}$  в этой области в ЯРФ-эксперименте НИИЯФ МГУ наблюдается одно  $1^+$ -состояние с энергией 4.316 МэВ и  $B(M1) = 1.01 \mu_N^2$ . В спектре ядра  $^{48}\text{Ti}$  выделяются три  $1^+$ -возбуждения: два довольно сильных с энергиями 3.739 и 5.640 МэВ и менее интенсивное с энергией 4.311 МэВ (рис. 28). Их суммарная приведенная вероятность  $\sum B(M1) \approx 1.2 \mu_N^2$ . Для ядра  $^{56}\text{Fe}$  наблюдается одно сильное  $1^+$ -возбуждение с энергией 3.449 МэВ и  $B(M1) = 0.65 \pm 0.08 \mu_N^2$ . В то же время в спектре ядра  $^{58}\text{Ni}$ , имеющего магическое число протонов (28) и почти сферического, нет сколько-нибудь заметных магнитных дипольных возбуждений по крайней мере до энергии 6 МэВ.

Итак, у  $^{46}\text{Ti}$  имеется одно сильное  $1^+$ -состояние с энергией 4.316 МэВ и  $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$ . В то же вре-

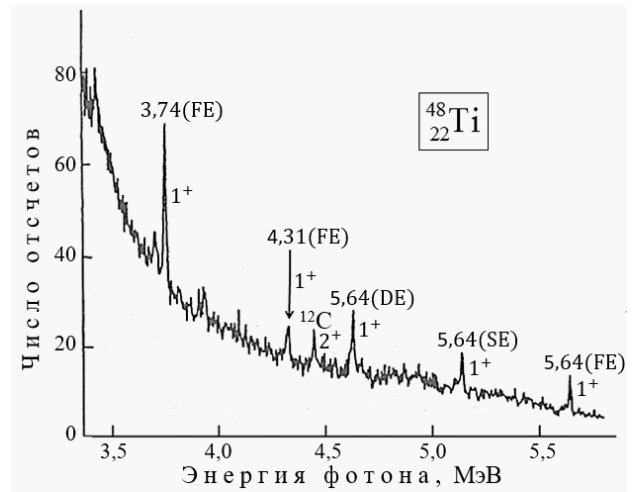


Рис. 28. Спектр рассеянных ядрами  $^{48}\text{Ti}$  фотонов, полученный в эксперименте НИИЯФ МГУ [86]. Символы FE, DE и SE указывают на тип сигнала Ge-детектора. Показан также пик от  $2^+$ -фотонов с энергией 4.44 МэВ, испускаемых ядром  $^{12}\text{C}$  при переходе из первого возбужденного состояния в основное

мя у изотопа  $^{48}_{22}\text{Ti}$  — три  $1^+$ -состояния с суммарной величиной  $B(M1)$  около  $1.2 \mu_N^2$ . Таким образом, сила M1-возбуждения, сосредоточенная у ядра  $^{46}_{22}\text{Ti}$  в одном состоянии, делится у ядра  $^{48}_{22}\text{Ti}$  между тремя состояниями. Наиболее естественное объяснение этого — неаксиальность  $^{48}_{22}\text{Ti}$ , что увеличивает число ножничных мод до трёх (появляется возможность ножничных колебаний вокруг трёх ядерных осей). Возможно, именно эти моды и наблюдаются у  $^{48}_{22}\text{Ti}$ . Ситуация похожа на расщепление гигантского резонанса несферических ядер. Таким образом, изучение низколежащих M1-возбуждений открывает возможность обнаруживать триаксиальные (т.е. не обладающие аксиальной симметрией) ядра.

По результатам ЯРФ-исследований группы Б. С. Ишханова были опубликованы работы [86–93]. На базе этих исследований создан и читается учебный курс и издано учебное пособие «Ядерная резонансная флуоресценция» [94].

Эксперименты по ядерной резонансной флуоресценции позволили внести ясность в структуру низколежащих (до 10–12 МэВ) дипольных ядерных возбуждений, инициируемых фотонами (рис. 29). Оказалось, что этот спектр формируют M1-возбуждения орбитального и спинового типа, причём орбитальные возбуждения расположены в самой нижней части энергетической шкалы (в основном до 5 МэВ) и имеют изовекторный (ножничный) характер, отвечающий противofазным движениям протонов и нейтронов. Спин-флиповые возбуждения сдвинуты к более высоким энергиям, концентрируясь в области 5–10 МэВ. При переходе к ещё более высоким энергиям (выше 10 МэВ) начинают доминировать электрические дипольные возбуждения изовекторного типа — гигантский дипольный резонанс.

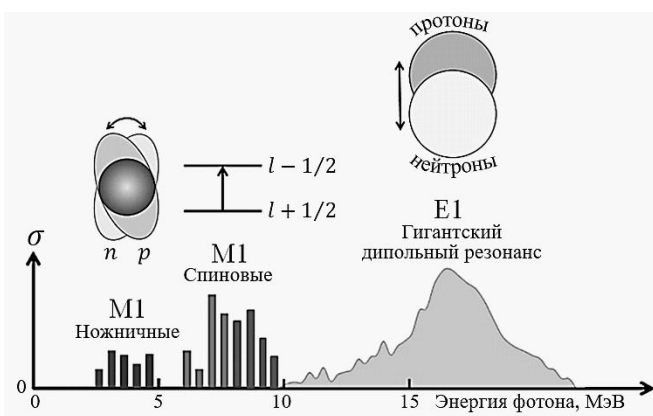


Рис. 29. Структура спектра дипольных возбуждений атомных ядер

### 8. ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫШЕ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА. МНОГОНУКЛОННЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ. КВАЗИДЕЙТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ. ФОТОДЕЛЕНИЕ

С начала 1990-х до начала 2000-х гг. в НИИЯФ МГУ под руководством профессора В.И. Шведунова в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер (ОЭПВАЯ), возглавляемом Б. С. Ишхановым, проводились научно-исследовательские работы в области ускорителей электронов с энергией до 100 МэВ — импульсных разрезных микротронов и линейных ускорителей импульсного и непрерывного действия. В результате были созданы действующие импульсные разрезные микротроны с максимальными энергиями 67.7 и 55 МэВ. Появление этих ускорителей позволило фотоядерной группе Б. С. Ишханова перейти к исследованию фотоядерных реакций за максимумом гигантского дипольного резонанса.

Область энергий выше гигантского резонанса долгое время оставалась как бы в тени исследований этого резонанса. Основная причина состояла в методических трудностях. В области за гигантским резонансом возбужденные ядерные состояния распадаются главным образом с испусканием нескольких (до 10) нуклонов (прежде всего нейтронов). Поэтому методы прямого детектирования фотонуклонов, обычно используемые в области гигантского резонанса, который распадается с испусканием одного (реже двух) нуклонов, оказываются, по существу, непригодными.

Вместе с тем изучение фоторасщепления за гигантским резонансом и вплоть до мезонного порога, представляет несомненный интерес. В этой энергетической области ожидается (и имелись указания на это) изменение механизма взаимодействия фотонов с ядрами. В отличие от области гигантского резонанса, где фотоны взаимодействуют с ядром как с целым объектом, в области выше этого резонанса фотон из-за уменьшения длины вол-

ны и кинематических ограничений, связанных с сохранением импульса, взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, формирующимися внутри ядра, и прежде всего с квазидейтронами (связанными состояниями протона и нейтрона). Таким образом, имеет место конкуренция двух механизмов фоторасщепления: традиционного — через возбуждение гигантского резонанса и нерезонансного, квазидейтронного. Возникает задача исследования конкуренции этих двух механизмов.

Изучение фоторасщепления ядер в области энергий выше гигантского резонанса по существу сводится к изучению множественных фотонуклонных реакций. Множественными фотонуклонными реакциями (МФНР) называются фотоядерные реакции с вылетом из ядра нескольких нуклонов, т.е. реакции типа  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 2p)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 4n)$  и т.д. Под множественностью понимается число нуклонов, покинувших ядро в одном акте реакции. Эти реакции вызываются фотонами с энергиями, превышающими энергию максимума гигантского резонанса, и их сечения также имеют вид достаточно широких резонансных кривых, лежащих на «хвосте» этого резонанса.

Изучение МФНР сопряжено с рядом трудностей. Прежде всего, это малые сечения, к тому же быстро падающие с ростом множественности вылетевших из ядра частиц. Начальная стадия фотоядерной реакции вызвана электромагнитным взаимодействием и поэтому сечение такой реакции обычно на порядки уступает сечениям реакций, идущих по сильному взаимодействию. Эта ситуация тем более усугубляется для МФНР. Во-вторых, обычно используемая в современной ядерной физике техника непосредственной регистрации продуктов реакции (в данном случае нейтронов и протонов), помимо аппаратной и методической сложности, по существу, не позволяет уверенно разделить каналы реакций различной множественности, тем более если мишень не является моноизотопной.

В НИИЯФ МГУ начиная с 2004 г. фотоядерной группой Б. С. Ишханова проводятся экспериментальные исследования фоторасщепления атомных ядер за гигантским дипольным резонансом. Первые эксперименты были выполнены на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона RTM-70 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 67.7 МэВ. В дальнейшем был использован разрезной микротрон RTM-55 с максимальной энергией электронов 55 МэВ, также сооруженный в НИИЯФ МГУ. Применялся метод наведенной  $\gamma$ -активности. В этом методе (рис. 30) мишень облучается тормозным  $\gamma$ -пучком ускорителя и затем перемещается к  $\gamma$ -спектрометру, который вне пучка измеряет  $\gamma$ -спектры остаточной  $\beta$ -активности. По результатам одного такого эксперимента можно получить сведения обо всех фотонуклонных реакциях. Проведение измерений вне пучка резко снижает фон, многократно повышает чувствительность опыта и позволяет исследовать каналы фотоядерных реакций с низкими эффективными сечениями, ра-

нее недоступные для наблюдений. Метод наведенной активности, по сравнению с прямыми методами регистрации продуктов фотоядерных реакций, использует более простые измерительные установки, а в случае больших времен полураспада радиоактивных ядер позволяет проводить многократные и тщательные измерения с целью получения максимальной информации о парциальных каналах реакций. Конечным результатом применяемого метода наведенной активности является определение выхода образовавшихся ядер.

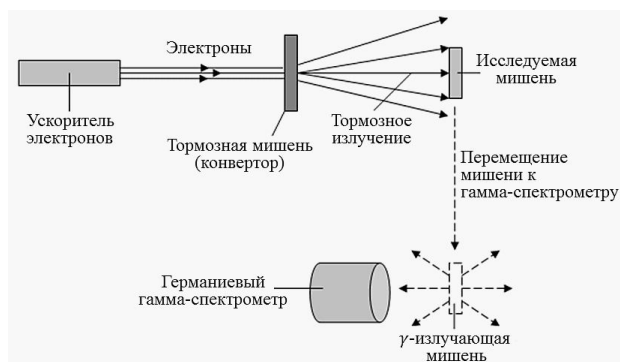


Рис. 30. Схема гамма-активационного эксперимента

Успеху данного метода исследований, помимо создания интенсивных ускорителей электронов нового поколения на энергии в несколько десятков МэВ (до 100 МэВ), способствует использование эффективных  $\gamma$ -спектрометров высокого разрешения из сверхчистого германия и, наконец, наличие обширных и надежных данных о схемах уровней остаточной активности и свойствах ядер, систематизированных в международных базах ядерных данных. Можно констатировать, что имеется уникальное совпадение технологических и информационных факторов (включая теорию ядра), обеспечивающее осуществление, наблюдение и идентификацию основных множественных фотонуклонных реакций и понимание механизма их протекания.

В НИИЯФ МГУ был создан исследовательский комплекс по изучению многочастичных фотоядерных реакций. Комплекс включал в себя:

1. разрезные микротроны на энергию электронов 55 и 67.7 МэВ;
2. спектрометрическую установку на основе Гедетектора, изготовленного из сверхчистого германия;
3. библиотеку программ, обеспечивающую проведение экспериментов в непрерывном круглосуточном режиме, а также анализ и обработку экспериментальных данных;
4. базы данных Центра данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ, включающие обширный спектроскопический материал о  $\gamma$ - и  $\beta$ -распадах изотопов;

5. теоретические модели взаимодействия фотонов с ядром в области энергий до мезонного порога.

Перейдем к более детальному описанию методики эксперимента.

Мишень из исследуемых ядер облучалась в потоке тормозных  $\gamma$ -квантов, генерируемых тормозной мишенью, бомбардируемой потоком монохроматических электронов от ускорителей — импульсных разрезных микротронов RTM-70 и RTM-55. После окончания облучения мишень перемещалась к  $\gamma$ -спектрометру, расположенному в отдельном низкофоновом помещении, где измерялась активность, наведенная в мишени. Спектрометром  $\gamma$ -квантов являлся детектор из сверхчистого германия. Измеренный спектр  $\gamma$ -квантов, излучаемых мишенью, позволял определить, какие ядра и с какой вероятностью образовались в мишени при облучении тормозными фотонами. Возможности ускорителей и спектрометра позволяли наблюдать идущие с малой вероятностью фотоядерные реакции с вылетом из ядра до 7–8 нуклонов, а в некоторых случаях и больше. Идентификация типа реакции осуществлялась с помощью анализа  $\gamma$ -спектров остаточной активности, а также временного спада этой активности. Данный метод идентификации характеризуется высокой надежностью, поскольку имеется достаточно полная информация о  $\gamma$ -спектрах ядер, являющихся конечными продуктами многонуклонных фотоядерных реакций, и периодах полураспада остаточных ядер.

Идентификация каналов реакции была, по существу, тройной: наряду с наблюдением в спектрах  $\gamma$ -пику, отвечающих конкретному каналу фотоядерной реакции и определению относительных интенсивностей  $\gamma$ -переходов, измерялся период полураспада соответствующего изотопа. Все эти величины (энергия  $\gamma$ -перехода, его относительная интенсивность и период полураспада) сопоставлялись с табличными. Такой метод позволяет однозначно идентифицировать каналы фотоядерных реакций.

Выше отмечалось, что при энергиях выше максимума гигантского дипольного резонанса (ГДР) возникает его конкуренция с другим механизмом фоторасщепления — квазидейтронным (КД). Полное фотоядерное сечение с учетом квазидейтронного фоторасщепления дается суммой

$$\sigma(E) = \sigma_{\text{ГДР}}(E) + \sigma_{\text{КД}}(E).$$

При теоретической интерпретации этого соотношения сечение  $\sigma_{\text{ГДР}}(E)$  рассчитывается с помощью полумикроскопической модели гигантского дипольного резонанса [95]. Эта модель позволяет удовлетворительно описать сечение этого резонанса в широкой массовой области без использования каких-либо подгоночных параметров. Сама эта модель является частью более широкого теоретического комплекса, разработанного в НИИЯФ МГУ [96] и получившего название *комбинированной модели фотоядерных реакций* (КМФР). Структура этого комплекса поясняется схемой, приведенной на рис. 31.



Рис. 31. Теоретический комплекс для расчета характеристик фотоядерных реакций

На рис. 32 показаны фотонейтронные сечения различной множественности для ядра  $^{209}\text{Bi}$ , рассчитанные в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций, т.е. с учетом квазидейтронного механизма фоторасщепления.

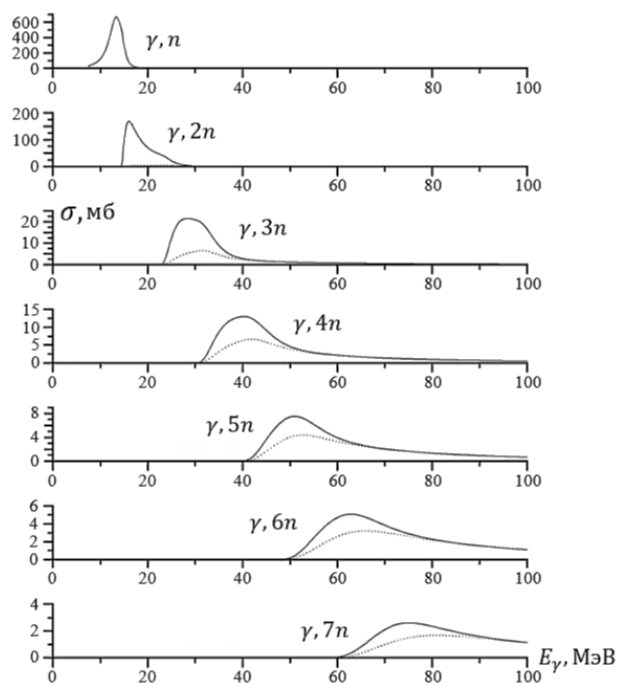


Рис. 32. Сечения реакций  $(\gamma, in)$ , где  $i = 1 - 7$ , для ядра  $^{209}\text{Bi}$ , рассчитанные в комбинированной модели фотоядерных реакций. Точечные линии — квазидейтронные сечения

На тормозном пучке ускорителей RTM-55 и RTM-70 вышеописанной гамма-активационной методикой фотоядерной группой Б.С. Ишханова было исследовано фоторасщепление ядер изотопов титана, молибдена, палладия, таллия, а также моноизотопов  $^{197}\text{Au}$  и  $^{209}\text{Bi}$ . Данные экспериментальных исследований сравнивались с предсказаниями расчетов в рамках КМФР. Результаты этих сравнений демонстрируют хорошее согласие экспериментальных выходов с теоретическими, подтверждая предсказательную силу КМФР. В качестве примера в таблице приведены

данные для ядра  $^{209}\text{Bi}$ .

Основные результаты исследований фоторасщепления атомных ядер в области выше гигантского резонанса, выполненных группой Б.С. Ишханова, опубликованы в работах [97–104].

В самых тяжелых ядрах при возбуждении гигантского резонанса существенную роль начинает играть процесс их деления фотонами — фотоделение. Роль фотоделения быстро растет с увеличением массового числа  $A$ . Для  $^{226}\text{Ra}$  и  $^{227}\text{Ac}$  сечения фотоделения в максимуме соответственно  $\approx 1$  и  $3$  мб. Для  $^{232}\text{Th}$  сечение фотоделения в максимуме уже  $\approx 60$  мб, а у изотопов урана, ядер  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и изотопов америция это сечение достигает  $350\text{--}400$  мб. Для этих ядер фотоделение становится основным каналом распада гигантского резонанса.

В НИИЯФ МГУ группой Б.С. Ишханова гамма-активационной методикой, описание которой было дано выше, было исследовано фотоделение ядра  $^{238}\text{U}$ . Факт деления ядер  $^{238}\text{U}$  фиксировался появлением его ядер-осколков, имевших массы в среднем в 2 раза меньшие, чем у исходного ядра, и характерные для них  $\gamma$ -спектры остаточной активности. Было проанализировано более 2500 спектров остаточной активности облученного образца урана. Выход осколков фотоделения определялся по нескольким  $\gamma$ -линиям в спектрах остаточной активности облученного образца и периодам полураспада образующихся изотопов. Было проанализировано 40 различных цепочек ядер-изобар и получены массовые распределения осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  при четырех энергиях ускорителя электронов RTM-70: 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ. В качестве примера на рис. 33 показано массовое распределение для энергии 67.7 МэВ.

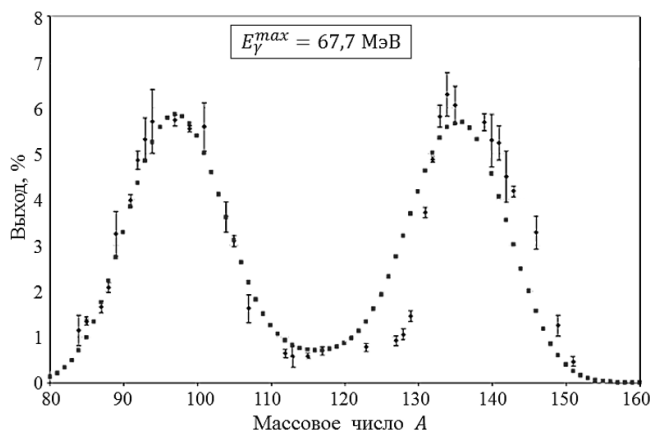


Рис. 33. Массовое распределение осколков деления ядра  $^{238}\text{U}$  фотонами при верхней границе тормозного  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma}^{max} = 67.7$  МэВ. Точки — данные расчета в коде TALYS

На этом рисунке вместе с экспериментальными массовым распределением осколков деления показано распределение, полученное с помощью статистической модели деления в широко распространенном вычислительном коде TALYS. В целом наблюдается качественное согласие с экспериментом. Од-



Таблица. Экспериментальные и теоретические выходы фотонейтронных реакций на ядре  $^{209}\text{Bi}$  в относительных единицах. Теоретические выходы получены в комбинированной модели фотоядерных реакций

Реакция	Экспериментальный выход	Теоретический выход ГДР + КД	Теоретический выход ГДР
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$	$1.00 \pm 0.05$	1.0000	1.0000
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)^{206}\text{Bi}$	$0.15 \pm 0.03$	0.113	0.080
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$	$0.09 \pm 0.02$	0.051	0.025
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)^{204}\text{Bi}$	$0.017 \pm 0.003$	0.016	0.007
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$	$0.007 \pm 0.002$	0.0041	0.0020
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 7n)^{202}\text{Bi}$	$0.00012 \pm 0.00006$	0.00012	0.00007

нако имеются и количественные различия, которые указывают на необходимость уточнения параметров модели.

Впервые в эксперименте НИИЯФ МГУ были получены данные о поведении симметричной и несимметричной мод деления под действием гамма-квантов различной энергии. Показано, что вклад симметричного деления осколков увеличивается с ростом энергии возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$ . С ростом этой энергии увеличивается и выход фотоделения в целом. Так отношение выхода фотоделения ядра  $^{238}\text{U}$  к выходу реакции  $(\gamma, n)$  на этом ядре растет с величины  $0.55 \pm 0.04$  при  $E_{\gamma}^{max} = 19.5$  МэВ до  $0.84 \pm 0.05$  при  $E_{\gamma}^{max} = 67.7$  МэВ.

В опыте НИИЯФ МГУ было также определено среднее число нейтронов, вылетающих в одном акте фотоделения  $^{238}\text{U}$ . Оно оказалось равным трём.

Описание экспериментов по фотоделению, выполненных в НИИЯФ МГУ, содержится в работах [105–108].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре суммируются итоги 60-летних исследований взаимодействий фотонов с атомными ядрами, выполненных в МГУ группой исследователей

под руководством Б. С. Ишханова. Создавая для изучения фотоядерных реакций различные экспериментальные методики, используя разные ускорители и выполняя теоретические расчеты, эта группа получила важные новые данные о том, как формируются и распадаются ядерные состояния, возбуждаемые фотонами. Центральным в этих исследованиях было изучение гигантского дипольного резонанса — наиболее яркого и универсального коллективного возбуждения атомных ядер, лежащего при энергиях 10–40 МэВ. Эти исследования были дополнены исследованиями в энергетических областях ниже и выше гигантского резонанса. В результате механизм взаимодействия ядер с фотонами исследовался в широкой области энергий от 0 до 70 МэВ, т.е. практически во всей области, в которой располагаются ядерные состояния. В процессе этих исследований подготовлены сотни специалистов, защищены семь докторских и более полусотни кандидатских диссертаций. По результатам этих исследований сделано открытие и получена премия имени М. В. Ломоносова. На их основе созданы учебные курсы и написаны учебные пособия и монографии.

Автор посвящает этот обзор 270-летию юбилею Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

- [1] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **30**. 378. (1966).
- [2] Ишханов Б.С., Корниенко Э.Н., Сорокин Ю.И. и др. // ЖЭТФ. **45**. 38. (1963).
- [3] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Корниенко Э.Н. и др. // ЖЭТФ. **46**, вып. 4. 1484. (1964).
- [4] Dushkov I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. // Phys. Lett. **10**, № 3. 310. (1964).
- [5] Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shevchenko V.G., Yurtev B.A. // Phys. Lett. **9**, № 2. 162. (1964).
- [6] Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shevchenko V.G., Yurtev B.A. // Compt. Rend. Congr. Int. Phys. Nucl. Paris. **2**. 1042. (1964).
- [7] Bertan B.L., Caldwell J.T., Harvey R.R. et al. // Phys. Rev. **162**. 1098. (1967).
- [8] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М., Шевченко О.П. // Ядерная физика. **14**. 27. (1971).
- [9] Капитонов И.М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 3. 3. (2020). (Kapitonov I.M. // Moscow Univ. Phys. Bull. **75**, № 3. 181 (2020)).
- [10] Levinger J.S., Bethe H.A. // Phys. Rev. **78**. 115. (1950).
- [11] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Государственная служба стандартных справочных данных. Информационный бюллетень. № 7. С. 12. (1978).
- [12] Kawano T., Cho Y.S., Dimitriou P., Varlamov V.V., Stopani K. et al. // Nuclear Data Sheets. **163**. 109. (2020).
- [13] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамэсян Р.А. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. **23**, вып. 6. 1770. (1992). (Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Eramzhyan R.A. // Sov. J. Part.

- Nucl. **23**(6). 774. (1992).)
- [14] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В.* и др. // Ядерная физика. **12**, вып. 2. 224. (1970).
- [15] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Письма в ЖЭТФ. **18**, вып. 3. 170. (1973).
- [16] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Ядерная физика. **21**, вып. 3. 457. (1975).
- [17] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **39**, №8. 1744. (1975).
- [18] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Ядерная физика. **28**, вып. 3(9). 590. (1978).
- [19] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **42**, № 1. 153. (1978).
- [20] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Ядерная физика. **30**, вып. 5(11). 1185. (1979).
- [21] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **43**, № 1. 186. (1979).
- [22] *Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Orlin V.N.* et al. // Nucl. Phys. **A313**. 317. (1979).
- [23] *Варламов В.В., Капитонов И.М., Шведун В.И., Шумаков А.В.* // Приборы и техника эксперимента. (1980). № 6. С. 30.
- [24] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведун В.И., Шумаков А.В.* // Ядерная физика. **32**, вып. 2(8). 305. (1980).
- [25] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведун В.И.* и др. // Ядерная физика. **33**, вып. 3. 581. (1981).
- [26] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведун В.И., Шумаков А.В.* // Ядерная физика. **33**, вып. 4. 865. (1981).
- [27] *Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х.* и др. // Ядерная физика. **40**, вып. 5(11). 1121. (1984).
- [28] *Габелко А.С., Жалилов М.Х., Ишханов Б.С.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. **27**, № 1. 43. (1986).
- [29] *Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х.* и др. // Изв. АН Узб. ССР. Серия физ.-мат. наук. № 2. 52. (1986).
- [30] *Арзибеков У.Р., Ишханов К.М., Капитонов И.М., Пискарев И.М.* // Ядерная физика. **44**, вып. 5(11). 1124. (1986).
- [31] *Габелко А.С., Иргашев М.Х., Ишханов Б.С.* и др. // Ядерная физика. **44**, вып. 5(11). 1145. (1986).
- [32] *Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **51**, № 1. 134. (1987).
- [33] *Габелко А.С., Иргашев М.Х., Ишханов Б.С.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. **28**, № 1. 24. (1987).
- [34] *Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х.* и др. // Ядерная физика. Письма в редакцию. **45**, вып. 3. 907. (1987).
- [35] *Иргашев М.Х., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М.* // Ядерная физика. **46**, вып. 3(9). 689. (1987).
- [36] *Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Ишханов Б.С.* и др. // Ядерная физика. **47**, вып. 4. 903. (1988).
- [37] *Irgashev K.M., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M.* // Nucl. Phys. **A483**. 109. (1988).
- [38] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.* // Ядерная физика. **56**, вып. 5. 251. (1993). (*Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Tutyn I.A.* // Phys. At. Nucl. **56**(5). 705. (1993).)
- [39] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.* // Ядерная физика. **56**, вып. 8. 1. (1993). (*Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Tutyn I.A.* // Phys. At. Nucl. **56**(8). 991. (1993)).
- [40] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.* // Ядерная физика. Письма в редакцию. **56**, вып. 12. 263. (1993).
- [41] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.* // Ядерная физика. **58**. № 7. 1180. (1995). (*Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Tutyn I.A.* // Physics of Atomic Nuclei. **58**, № 7. 1103. (1995)).
- [42] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.* // Изв. РАН. Сер. Физ. **62**. № 11. 2295. (1998).
- [43] *Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shumakov A.V.* // Nucl. Phys. **A394**. 131. (1983).
- [44] *Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 4. 8. (1987).
- [45] *Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Выпуск 3. 59. (1989).
- [46] *Boboshin I.N., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Varlatov V.V.* // Nucl. Phys. **A496**. 93. (1989).
- [47] *Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **53**, № 10. 2046. (1989).
- [48] *Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **55**, № 10. 157. (1991).
- [49] *Бобошин И.* // Препринт НИИЯФ МГУ № 2018-1/892. (2018).
- [50] *Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П.* // Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М.: Изд. АН СССР, 1962. С. 485.
- [51] *Neudatchin V.G., Shevchenko V.G., Yudin N.P.* // Phys. Lett. **10**, 180. (1964).
- [52] *Neudatchin V.G., Shevchenko V.G., Yudin N.P.* // Phys. Lett. **12** 18. (1964).
- [53] *Эрамжян Р.А.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **28**. 1181. (1964).
- [54] *Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F.* // Nucl. Phys. **66**. 25. (1965).
- [55] *Гончарова Н.Г., Киссенер Х.Р., Эрамжян Р.А.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. **16**, № 4. 773. (1985).
- [56] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. **12**, вып. 4. 905. (1981).
- [57] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. **14**, вып. 2. 286. (1983).
- [58] *Капитонов И.М.* // Ядерная физика. **37**, вып. 3. 569. (1983).
- [59] *Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х.* и др. // Ядерная физика. **42**, № 5. 1059. (1985).
- [60] *Жалилов М.Х., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **52**. 1004. (1988).
- [61] *Габелко А.С., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. **53**, № 5. 998. (1989).
- [62] *Kapitonov I.M.* // In: From Spectroscopic to Chaotic Features of Nuclear Systems. World Scientific. (1992). XXI International Symposium on Nuclear Physics, Germany. 4-8 November (1991). P. 96.
- [63] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжян Р.А.* // Физика элементарных частиц и атомного

- ядра. **26**, № 4. 873. (1995). (*Ishkhanov B.S., Karitonov I.M., Eramzhyan R.A.* // Phys. Part. Nucl. **26** (4). 367. (1995)).
- [64] *Богданова Н.А., Гольцов А.Н., Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 4. 16. (1987). (*Bogdanova N.A., Goltsov A.N., Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // Moscow Univ. Phys. Bull. **42**, № 4. 16. (1987)).
- [65] *Гончарова Н.Г.* // Ядерная физика. **82**, № 1. 56. (2019).
- [66] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А., Широков Е.В.* // Ядерная физика. **65**, № 1. 3. (2002). (*Ishkhanov B.S., Karitonov I.M., Tutyni I.A., Shirokov E.V.* // Physics of Atomic Nuclei. **65**, № 1. 1. (2002)).
- [67] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Письма в ЖЭТФ. **42**, вып. 11. 465. (1985). (*Ishkhanov B.S., Karitonov I.M.* // JETP Lett. **42**, № 11. 576. (1985)).
- [68] *Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Karitonov I.M., Neudatchin V.G.* // Physics Reports. **136**, №№ 4-6. 229. (1986).
- [69] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. **30**, № 3. С. 3. (1989).
- [70] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г.* и др. // УФН **160**, вып. 3. 57. (1990). (*Ishkhanov B.S., Karitonov I.M., Neudatchin V.G.* et al. // Sov. Phys. Usp. **33**(3). 204. (1990)).
- [71] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Юдин Н.П.* // Физика элементарных частиц атомного ядра. **31**, вып. 6. 1343. (2000).
- [72] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 2. 3. (2015). (*Ishkhanov B.S., Karitonov I.M.* // Moscow Univ. Phys. Bull. **70**, № 2. 75. (2015)).
- [73] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // УФН. **191**, №2. 147. (2021). (*Ishkhanov B.S., Karitonov I.M.* // Physics-Usp. **64**, № 2. 141. (2021)).
- [74] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. История предсказания, открытия, изучения уникального явления. 75 лет исследований. М.: ЛЕНАНД, (2021).
- [75] *Акүйз Р.Ö., Fallieros S.* // Phys. Rev. Lett. **27**. 1016. (1971).
- [76] *Goulard V., Fallieros S.* // Can. Journ. Phys. **45**. 3221. (1967).
- [77] *Елкин М.А., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. **69**, № 1, 39. (2005).
- [78] *McNeill K.G., Thompson M.N., Bates A.D.* et al. // Phys. Rev. **C47**. 1108. (1993).
- [79] *Елкин М.А., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Ядерная физика. **67**. 675. (2004).
- [80] *Капитонов И.М.* // Ядерная физика. **38**, вып. 3(9). 612. (1983).
- [81] *Danos M.* // Nucl. Phys. **5**. 23. (1958).
- [82] *Okamoto K.* // Phys. Rev. **110**. 143. (1958).
- [83] *Капитонов И.М.* // Изв. РАН Сер. Физ. **74**. 569. (2015). (*Karitonov I.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Physics. **79**, № 4. 526. (2015)).
- [84] *Lo Iudice N., Palumbo F.* // Phys. Rev. Lett. **41**, 1532. (1978).
- [85] *Bohle D., Richter A., Berg U.E.P.* et al. // Nucl. Phys. **A458**. 205. (1986).
- [86] *Капитонов И.М., Широков Е.В.* // Изв. РАН. Сер. Физ. **59**, № 11. 159. (1995).
- [87] *Алимов А.С., Грибов И.В., Ишханов Б.С.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. **34**, № 5. 33. (1993).
- [88] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Угасте А.Ю.* и др. // Ядерная физика. **57**, № 12. 2120. (1994). (*Ishkhanov B.S., Karitonov I.M., Ugaste A.Yu.* et al. // Physics of Atomic Nuclei. **57**, № 12. 2041 (1994)).
- [89] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Родионов Д.А.* и др. // Ядерная физика. **59**, № 7. 1157. (1996). (Physics of Atomic Nuclei. **59**, № 7. 1109 (1996)).
- [90] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Широков Е.В.* и др. // Ядерная физика. **61**, № 4. 585. (1998).
- [91] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Широков Е.В., Юрьев Б.А.* // Изв. РАН. Сер. Физ. **62**, № 5, 937. (1998).
- [92] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Широков Е.В., Юрьев Б.А.* // Изв. РАН. Сер. Физ. **63**, № 5, 1044. (1999).
- [93] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Широков Е.В., Юрьев Б.А.* // Изв. РАН. Сер. Физ. **64**, № 3, 468. (2000).
- [94] *Капитонов И.М.* // Флуоресценция атомных ядер: учебное пособие. М.: «КДУ», «Добросвет», 2023.
- [95] *Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // Физика частиц и атомного ядра. **38**. 460. (2007).
- [96] *Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // Ядерная физика. **78**. 601. (2015).
- [97] *Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Ядерная физика. **71**, № 3. 416. (2008).
- [98] *Бельшев С.С., Ермаков А.Н., Ишханов Б.С.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 3. 57. (2008). (*Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S.* et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. **63**, N 3. 208. (2008)).
- [99] *Капитонов И.М., Макаренко И.В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 3. 39. (2009). (*Karitonov I.M., Makarenko I.V.* // Moscow Univ. Phys. Bull. **64**, № 3. 274. (2009)).
- [100] *Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* и др. // Ядерная физика. **73**, № 5. 767. (2010).
- [101] *Ermakov A.N., Makarenko I.V., Orlin V.N.* et al. // Journ. Korean Phys. Soc. **59**, № 2. 1936. (2011).
- [102] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кузнецов А.А.* и др. // Ядерная физика. **77**, № 11. 1427. (2014).
- [103] *Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Ишханов Б.С.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 5. 3. (2014). (*Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Ishkhanov B.S.* et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. **69**, № 5. 363. (2014)).
- [104] *Бельшев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 6. С. 3. (2020). (*Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A.* et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. **75**. 513. (2020)).
- [105] *Ишханов Б.С., Кузнецов А.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 1. 27. (2013). (*Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A.* // Moscow Univ. Phys. Bull. **68**, N 1. 27. (2013)).
- [106] *Ишханов Б.С., Кузнецов А.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 4. 15. (2013). (*Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A.* // Moscow Univ. Phys. Bull. **68**, N 4. 279. (2013)).
- [107] *Ишханов Б.С., Кузнецов А.А.* // Ядерная физика. **77**. 871. (2014).
- [108] *Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A., Stopani K.A.* // Phys. Rev. **C91**. 034603. (2015).

## Photonuclear Legacy of the Research Group Headed by B. S. Ishkhanov

**I. M. Kapitonov**

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

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

A review of the photonuclear studies carried out at Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of the Lomonosov Moscow State University (SINP MSU) in the Department of Electromagnetic Processes and Interactions of Atomic Nuclei (DEPIAN) for a 60-year period (1960–2020) by the group of researchers headed by Boris S. Ishkhanov is presented.

PACS: 25.20.-x

*Keywords:* giant dipole resonance, photonuclear reactions, spectra, effective cross sections, electron accelerators, bremsstrahlung.

*Received 18 January 2022.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 3. Pp. 243–271.

### **Сведения об авторе**

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