

ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

Р.А. Эрамжян

Государственный научный центр «Институт ядерных исследований РАН», Москва

ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС	313
ДРУГИЕ ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ	321
ДВУХФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ	335
GDR В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ	342
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	346
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	347

ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

Р.А. Эрамжян

Государственный научный центр «Институт ядерных исследований РАН», Москва

Проблема гигантских резонансов (GR) — их экспериментальный поиск, изучение свойств и природы — является одной из центральных в ядерной физике. В настоящем обзоре прослеживается развитие и расширение взглядов на GR, обсуждается, что «получилось» спустя более чем три десятилетия из первых попыток в рамках теории среднего поля понять природу одного из GR — гигантского дипольного резонанса.

The problem of Giant Resonance's (GR) — their searches and investigations — is one of a central problem of nuclear physics. In the review we follow the developments and extending of views on GR's, discuss what «happened» with GR's after more than three decades from the first attempts to understand the nature of one of them — giant dipole resonance-in the frame of a medium field concept.

1. ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС

1. Гигантским дипольным резонансом (GR) называют широкий максимум в кривой поглощения γ -квантов атомными ядрами (рис. 1). По современным данным энергия ω_m этого максимума плавно зависит от массового числа A :

$$\omega_m \approx 31, 2A^{-1/3} + 20, 6A^{-1/6} \text{ МэВ}, \quad (1)$$

а ширина меняется от 4 МэВ в ^{208}Pb до 15 МэВ в ^{23}Na [1].

Гигантский дипольный резонанс (GDR) был открыт в 1947 г. Болдуином и Клайбером в первых экспериментах после вступления в строй бетатрона с достаточно высокой энергией электронов [2]. Однако о существовании GDR ряд физиков догадывался раньше. В 1937 г. Боте и Гентнер [3] измерили сечение (γ, n) -реакции на ядре ^{65}Cu при энергии $\omega \approx 17$ МэВ (γ -кванты получались в реакции $\text{Li}(p, \gamma)$). Обсуждая полученное ими большое сечение, ~ 50 мб, авторы выдвинули предположение о его резонансном происхождении. А.Б.Мигдал [4] фактически предсказал явление GDR, показав, опираясь на довольно общие соображения, что основная доля электрических дипольных переходов должна располагаться в тяжелых ядрах в области $\omega_{\text{GDR}} \approx 16$ МэВ. Однако современный уровень обсуждения природы GDR

начинается с пионерской работы Гольдхабера и Теллера [5], в которой явление GDR было связано с возбуждением собственных протонно-нейтронных колебаний ядра. Выбрав в качестве модельной реализации этой концепции модель двух несжимаемых взаимопроникающих жидкостей (протонной и нейтронной), авторы нашли для частоты ω_{GDR} упомянутых дипольных колебаний выражение

$$\omega_{\text{GDR}} \cong \frac{2,08}{r_0} A^{-1/3} \sqrt{\frac{2\beta}{M}}, \quad (2)$$

где r_0 — параметр, связывающий радиус R ядра с массовым числом A :

$$R = r_0 A^{-1/3},$$

β — коэффициент при энергии симметрии в формуле Вейцеккера для энергии связи, M — масса нуклона.

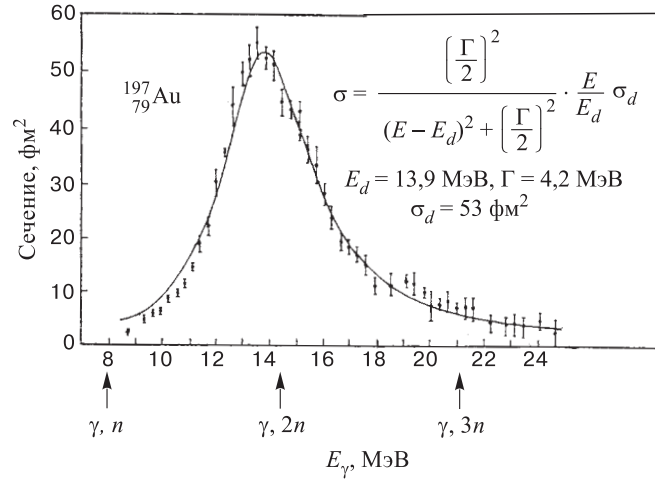


Рис. 1. Зависимость сечения σ (в единицах фм^2) поглощения фотона ядром ^{197}Au от энергии E_γ фотона. Стрелками указаны пороги реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$

2. Работа Гольдхабера — Теллера появилась в 1948 г., год спустя после открытия GDR. Примерно в то же время началась победная поступь оболочечной концепции строения атомного ядра, за обоснование которой Мейер и Йенсен были впоследствии удостоены Нобелевской премии. В рамках этой концепции ядро представляет собой в первом приближении не жидкость, а газ нуклонов, помещенный в среднее (самосогласованное) поле. Такое ядро, казалось, сильно отличается от ядра Гольдхабера — Теллера, и необходим

был новый подход к теории GDR. Первая попытка интерпретировать GDR в терминах, как теперь говорят, теории среднего поля была сделана Вилкинсоном [6] в 1956 г. Вилкинсон показал, что в модели среднего поля имеет место явление GDR, обусловленное группированием по энергии дипольных переходов из заполненной оболочки в свободную. Говоря современным языком, GDR у Вилкинсона формировался частично-дырочными ph -конфигурациями (p — нуклон в свободной оболочке, h — вакансия в заполненной оболочке). Ширина резонанса возникала как следствие разброса энергий независимых ph -конфигураций. Правда, энергия GDR в такой модели для тяжелых ядер оказывалась примерно в два раза меньше наблюдаемой, но общая концепция была столь привлекательной, что эта теория GDR не только не была отброшена, а, напротив, привлекла всеобщее внимание.

Таким образом, появились две интерпретации GDR:

— GDR как возбуждение собственных протонно-нейтронных колебаний. Эта концепция апеллировала к жидкостным представлениям о ядре, которые, казалось бы, противоречили независимости движения нуклонов, являющейся основой оболочечной модели;

— GDR как группирование независимых оболочечных переходов, не соответствующих возбуждению какой-либо одной степени свободы ядра. Это теория «нерезонансного» GDR.

3. В дальнейшем мы увидим, что эти два различных взгляда на GDR фактически не были приведены к единой концепции, хотя и нельзя не восхищаться идеями, высказанными в последующем развитии ядерной физики. По существу, в настоящее время следует говорить о двух формах GDR. При одной из них — она, видимо, является главной — противоречие между оболочечной моделью и моделью Гольдхабера — Теллера снимается за счет «небольшой» модификации подхода Вилкинсона. Эта модификация состояла во введении остаточного взаимодействия, которое, с одной стороны, не разрушало оболочечного каркаса ядра, а с другой — формировало когерентное состояние, которое соответствовало возбуждению одной коллективной степени свободы ядра — протонно-нейтронным осцилляциям.

При другой форме GDR имеет место ситуация, близкая к вилкинсоновской. В этом случае явление GDR реально соответствует возбуждению не одной, а многих независимых степеней свободы, соответствующих переходам нуклонов из разных оболочек. Такая форма получила название конфигурационного расщепления GDR. Она характерна для легких ядер с незаполненными оболочками (например, ядер $2s-1d$ -оболочки) [7].

4. Рассмотрим теперь логику развития линии, «примиряющей» подход Гольдхабера — Теллера с теорией среднего поля (оболочечная модель). Решающий концептуальный шаг здесь был сделан Бринком [8], Эллиотом и Флауерсом [9] и особенно Брауном и Больстерли [10]. Бринк обратил внимание на то, что в осцилляторном среднем поле из ph -конфигураций, напри-

мер типа $1d_{5/2}1p_{3/2}^{-1}$, соответствующих перемещениям нуклонов из оболочки $1p_{3/2}$ в соседнюю $1d_{5/2}$ -оболочку, можно сформировать $1p$ -состояние по разности $R_p - R_n$ центров тяжести протонов и нейтронов. Это как раз и есть возбуждение, рассматриваемое в модели Гольдхабера — Теллера. Поэтому единственное, что нужно было сделать, чтобы согласовать два подхода к GDR, — это энергетически выделить «бринковскую» комбинацию ph -конфигураций из всех других конфигураций. В работах Эллиота и Флауерса, Брауна и Больстерли было показано, как это можно сделать. Именно остаточное взаимодействие так перемешивает ph -конфигурации, что бринковская суперпозиция сильно смещается вверх по энергии. В результате легко устраняется основной дефект вилкинсоновского подхода — слишком низкое положение максимума GDR.

5. После осознания роли остаточного взаимодействия наступила «эра» своеобразной частично-дырочной индустрии — множества расчетов по наперед заданной схеме. Аппаратом этой индустрии явилось приближение хаотических фаз — RPA. Уравнения RPA для магических ядер могут быть получены разными способами: 1) методом функций Грина [11], 2) способом, зависящим от времени Хартри — Фока [12], 3) методом приближенного вторичного квантования [13]. Все они приводят к следующей системе уравнений:

$$[\omega - (\epsilon_1 - \epsilon_2)]\chi_{12} = (n_2 - n_1)\Sigma_{1'2'}\langle 12|V|1'2'\rangle\chi_{1'2'}, \quad (3)$$

где χ_{12} — «волновая» функция состояния, 1, 2 — индексы частиц и дырок в представлении, диагонализующем гамильтониан среднего поля, $n_{1,2} = 0, 1$ — числа заполнения одночастичных состояний, $\epsilon_{1,2}$ — одночастичные энергии, $\langle 12|V|1'2'\rangle$ — одночастичное ph -взаимодействие. Множитель $(n_2 - n_1)$ позволяет индексам 1, 2 принимать значения, равные p, h и h, p , где p — состояния частицы, т. е. состояния, энергия которых выше поверхности Ферми ($\epsilon_p > E_F$), h — дырки ($\epsilon_h \leq E_F$). Главными параметрами этой системы уравнений являются энергии одночастичных состояний (ϵ_p, ϵ_h), их волновые функции и оператор взаимодействия. Одночастичные энергии и волновые функции обычно находят, решая одночастичное уравнение Шредингера с некоторым апробированным ядерным потенциалом Хартри — Фока или близким к нему потенциалом Вудса — Саксона. Проблема остаточных взаимодействий является более сложной.

Прежде всего, остаточное взаимодействие есть в действительности не пустотный потенциал NN -взаимодействия, а амплитуда NN -рассеяния в ядерной среде, учитывающая в качестве главного фактора принцип Паули. Далее, должен быть задан рецепт превращения NN -амплитуды в амплитуду V_{ph} частично-дырочного канала. Наконец, ph -взаимодействие должно быть согласовано со средним полем [11, 14]. В соответствии с разными способами решения этих вопросов имеется несколько вариантов ph -взаимодействия.

В теории ферми-жидкости ph -амплитуда просто параметризуется (пренебрегая спин-орбитальной и тензорной частями взаимодействия):

$$F = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)C[f + f'\sigma_1\sigma_2 + (g + g'\sigma_1\sigma_2)\tau_1\tau_2], \quad (4)$$

где $C \cong 302$ МэВ·фм, а $\sigma_1\sigma_2$ и $\tau_1\tau_2$ — произведение спиновых и изоспиновых матриц Паули, f, f', g, g' — фундаментальные для теории константы, значения которых можно найти в [15].

В приближении G -матрицы [16], которое представляется наиболее фундаментальным, сначала находится G -амплитуда NN -рассеяния в ядерном веществе. При этом в уравнение для G -амплитуды входит пустотное NN -взаимодействие. Переход из pp - в ph -канал осуществляется тривиально: G -амплитуда одинакова в pp - и ph -каналах.

Скирмовское [17] ph -взаимодействие получается также чисто геометрическим преобразованием ядерных NN -амплитуд Скирмы. Последние представляют собой феноменологические амплитуды, получаемые в результате разложения NN -амплитуд в ядерной материи в ряд по относительным импульсам нуклонов.

Наконец, широкое распространение получил еще один феноменологический подход к ph -взаимодействию, в котором вводится факторизованное мультиполь-мультипольное, в случае GDR — диполь-дипольное взаимодействие [18]. В этом случае решение уравнений RPA требует гораздо меньше усилий. Многочисленные исследования показали, что все эти современные подходы в основных чертах согласуются друг с другом [16].

6. Типичные результаты RPA-расчетов показаны на вставке к рис. 2 на примере ядра ^{208}Pb [19]. Как видно из этого рисунка и RPA-расчетов с учетом континуума, RPA-приближение при разумном выборе остаточного взаимодействия:

- правильно воспроизводит энергию GDR;
- в главных чертах соответствует возбуждению одной коллективной степени свободы (один доминирующий уровень);
- не объясняет ширину кривой поглощения.

Таким образом, при учете остаточного взаимодействия основные проблемы теории среднего поля перемещаются с энергии GDR на проблему его ширины.

В заключение сделаем несколько замечаний о «коллективности» GDR — важном понятии для проблемы GR в целом. В теории Гольдхабера — Теллера GDR есть следствие возбуждения некоторой нормальной координаты, соответствующей синхронному скоррелированному движению большого числа нуклонов, и в этом смысле GDR является коллективным возбуждением. В теории среднего поля (RPA) коллективность GDR проявляется в «правильном» сложении (т. е. с нужными весами и знаками) большого числа ph -

конфигураций (бринковская суперпозиция). Например, в ядре ^{208}Pb основной уровень, ответственный за GDR (его называют дипольным), является суперпозицией 15–20 ph -конфигураций со сравнимиыми весами. Вопрос о соотношении двух подходов детальнее обсуждается в [20]. Коллективность GDR делает его нечувствительным к деталям структуры ядра и приводит к плавной зависимости его характеристик от массового числа A . С общезначимой точки зрения GDR представляет собой одно из элементарных возбуждений ядра [21]. Мы встретимся с этим вопросом еще раз в разделах 3 и 4.

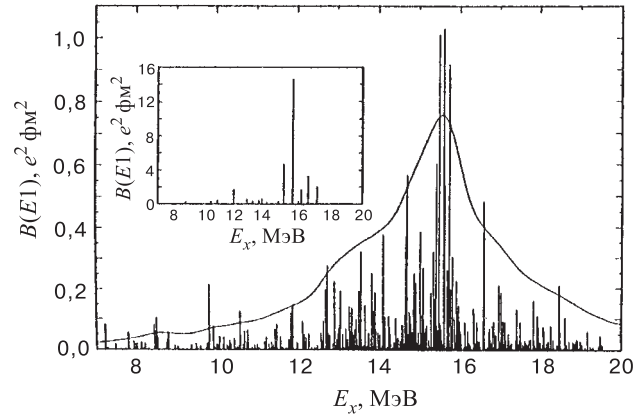


Рис. 2. Структура GDR в ядре ^{208}Pb с учетом $2p2h$ -состояний. На вставке — распределение интенсивностей $E1$ -переходов в приближении RPA [19]. По оси ординат отложена приведенная вероятность $B(E1)$; по горизонтальной оси — энергия E_x возбуждения ядра

7. Обсуждая вопрос о ширине GDR, Гольдхабер и Теллер указали на необходимость введения «трения» для дипольных колебаний. В рамках оболочечной модели можно указать следующие наиболее важные механизмы этого трения:

- затухание (фрагментация) Ландау. Оно возникает за счет взаимодействия RPA-сформированных дипольных осцилляций с попадающими в область GDR ph -конфигурациями, которые сами практически не возбуждаются под действием дипольных фотонов. Это связано с тем, что они обусловлены либо переходами через оболочку, либо переходами с переворачиванием спина;
- взаимодействие ph -дипольных колебаний с огромным числом конфигураций типа $2p2h$: две частицы — две дырки;
- испускание нуклонов в непрерывный спектр.

Наиболее важным механизмом трения для GDR в ^{208}Pb является (см. рис. 2) возбуждение дипольными колебаниями $2p2h$ -состояний. Этот же

результат остается справедливым и для сферических ядер с незаполненными оболочками. Правда, аппарат RPA в этих ядрах должен быть модифицирован [13, 18] — RPA-приближение формулируется для другого типа квазичастиц, появляющихся в результате преобразования Боголюбова — Валатина для операторов рождения и поглощения нуклонов. Этим преобразованием учитывается спаривательное взаимодействие между нуклонами.

8. Концептуально RPA-приближение для деформированных ядер не отличается от такового для сферических ядер с незаполненными оболочками. То же преобразование Боголюбова — Валатина, те же уравнения RPA, но записанные теперь в базисе других одночастичных состояний, соответствующих несферическому потенциалу Вудса — Саксона. В результате GDR в несферических ядрах состоит из двух ветвей, соответствующих продольным и поперечным вибрациям, т. е. вдоль и перпендикулярно оси симметрии ядра. Этот результат практически тот же, что и в рамках обобщения на несферичные ядра модели Гольдхабера — Теллера [22]. В вытянутых ядрах большей энергией обладают поперечные колебания, а вероятность их возбуждения в два раза больше вероятности возбуждения продольных. Принципиально меняется, однако, механизм трения: в несферических ядрах основную роль в формировании ширины играет не взаимодействие с $2p2h$ -конфигурациями, а затухание Ландау. Это можно видеть из рис. 3, взятого из работы [23], на котором изображена кривая поглощения в ядре ^{238}U , рассчитанная на базе деформированных ph -состояний. Как видно из рисунка, рассчитанное сечение хорошо согласуется с экспериментальным даже без учета $2p2h$ -состояний.

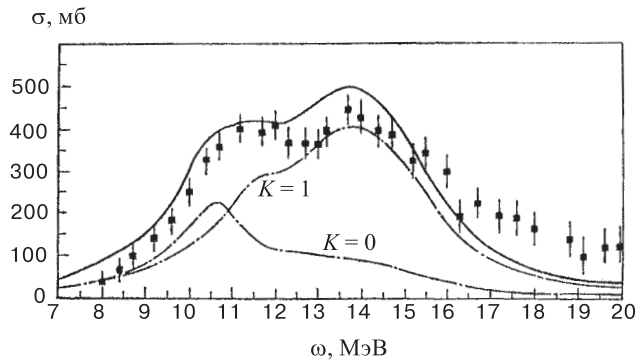


Рис. 3. Зависимость сечения σ поглощения фотона от его энергии ω для ядра ^{238}U (сплошная линия). Штрихпунктирные кривые с $K = 0$ и $K = 1$ соответствуют продольным и поперечным возбуждениям ядра

9. Таким образом, в настоящее время мы хорошо понимаем природу GDR в тех случаях, когда он соответствует возбуждению затухающей степени сво-

боды дипольных вибраций. Такая ситуация реализуется в средних и тяжелых ядрах. Однако при движении к легким ядрам с незаполненными оболочками появляются факторы, создающие новую ситуацию с GDR. Главными чертами этой новой ситуации являются [7]:

- незначительная роль $2p2h$ -конфигураций;
- вылет нуклонов из ядра осуществляется вследствие распада ph -конфигураций, непосредственно возбуждаемых при поглощении γ -квантов. Именно это свойство позволило распутать сложную структуру GDR в легких ядрах;
- аномально большая ширина GDR или, лучше сказать, аномально широкая зона поглощения.

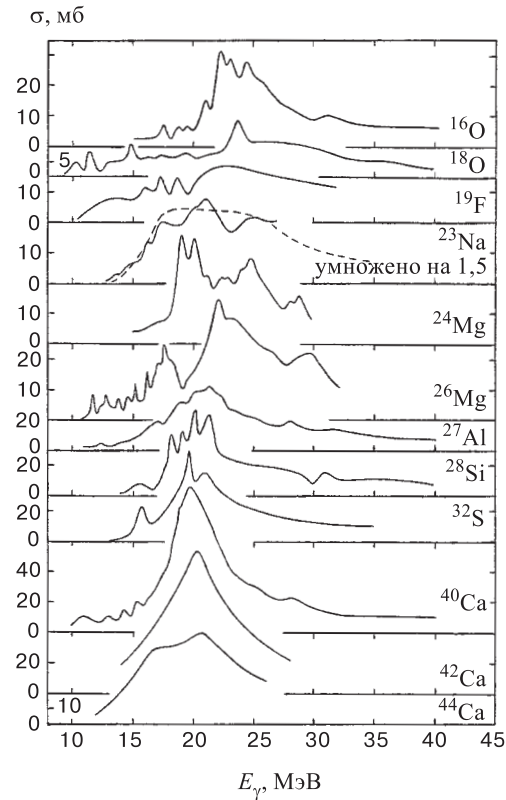


Рис. 4. Зависимость сечения σ (в мб) поглощения фотона от его энергии E_γ (в МэВ) для ряда ядер $2s-1d$ -оболочки

Для примера на рис. 4 приведены кривые поглощения ядер для $2s-1d$ -оболочки [7]. Как видно, зона поглощения у них простирается до энергий

свыше 30 МэВ. Разумеется, и в этой ситуации формально можно говорить о возбуждении дипольных осцилляций и об очень сильном их затухании. Однако такой подход не является физическим и конструктивным. Физика явления была интерпретирована как новая форма GDR, которая получила название «конфигурационного расщепления GDR». Общая картина в этом случае ближе к вилкинсоновской, чем к картине Гольдхабера — Теллера. Именно расщепление исходных вилкинсоновских ph -конфигураций оказывается столь большим, что ph -взаимодействие не может сформировать степень свободы, соответствующую дипольным вибрациям. Соответственно, GDR оказывается распределенным по независимым ph -состояниям, соответствующим переходам между разными оболочками. Основные факторы, определяющие новую форму GDR, состоят в следующем:

- супермультиплетное расщепление (проявление SU_4 -симметрии) уровней. Наиболее четко оно выражено в ядрах $1p$ -оболочки;
- резкое различие энергий дырок в заполненной и незаполненной оболочках. Оно оказывается гораздо большим, чем предсказывается обычным потенциалом Вудса — Саксона. Этот фактор действует в ядрах $1p$ - и $2s-1d$ -оболочек. Есть, однако, указания на то, что в ядрах $1f-2p$ -оболочки оно также имеет место [24].

Вопрос о том, имеется ли конфигурационное расщепление GDR в более тяжелых ядрах, требует дополнительного исследования.

10. GDR является наиболее изученным резонансом. Хотя и здесь имеется ряд серьезных вопросов. Например, слабо изучен его высокоэнергичный «хвост». Мы рассмотрели его природу в некоторых деталях, чтобы при обсуждении других резонансов иметь набор основных понятий и факторов, определяющих явление гигантских резонансов.

2. ДРУГИЕ ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

1. С общезначимой точки зрения GDR представляет собой «отклик» ядра на зависящее от времени внешнее однородное электрическое поле («дипольное» поле). Внешние поля, однако, могут быть разной мультипольности и природы. Соответственно, возникает проблема коллективного отклика ядра на эти поля и, следовательно, проблема других резонансов. Возможные типы внешних полей легко могут быть указаны. Во-первых, это поля, не действующие на спиновые переменные нуклонов, т. е. поля типа $f(r)Y_{LM}(\mathbf{n})$, где $Y_{LM}(\mathbf{n})$ — сферическая функция ранга L , r — координата, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении \mathbf{r} , $f(r)$ — некоторая радиальная функция. По сложившейся традиции резонансы, возбуждаемые такими полями, называют электрическими. Разумеется, поле может быть изоскалярным или изовекторным ($f(r)Y_{LM}\tau_3$, τ_3 — изотопическая матрица Паули). Такие поля передают ядру

орбитальный момент L , спиновый момент $S = 0$ и изотопический спин $T = 0, 1$ в зависимости от того, является ли поле изоскалярным или изовекторным. Во-вторых, это поля, которые действуют одновременно, вообще говоря,

на спиновые и пространственные переменные. Такие поля обычно задаются формулой (для простоты без учета изоспина)

$$f(r)(Y_L \otimes \sigma)_J, \quad (5)$$

где символ \otimes обозначает прямое произведение тензорных операторов Y_L и σ с формированием тензора ранга J . При действии на ядро такого поля ему передается полный момент J и спиновый $S = 1$. Соответствующие резонансы называются спиновыми или спиново-волновыми.

Из изложенного следует, что типы GR должны определяться квантовыми числами S, T, L , передаваемыми ядру спиновым, изоспиновым и орбитальными моментами.

2. Атомное ядро, вообще говоря, не обязано «откликаться» на внешнее воздействие возбуждением коллективного состояния и, соответственно, гигантским резонансом в эффективном сечении. Оболочечная структура ядра, однако, почти предопределяет существование гигантских резонансов, но не гарантирует формирования коллективных степеней свободы. Это мы видели на примере вилкинсоновской модели GDR. Поэтому главным вопросом в проблеме GR, пожалуй, является не существование локализованного по энергии отклика ядра на внешнее поле (т. е. GR), а вопрос о том, связан ли этот отклик с возбуждением коллективной степени свободы. Разумеется, решающим здесь является свидетельство эксперимента. Для общей ориентировки в ситуации с резонансами, возникающей в

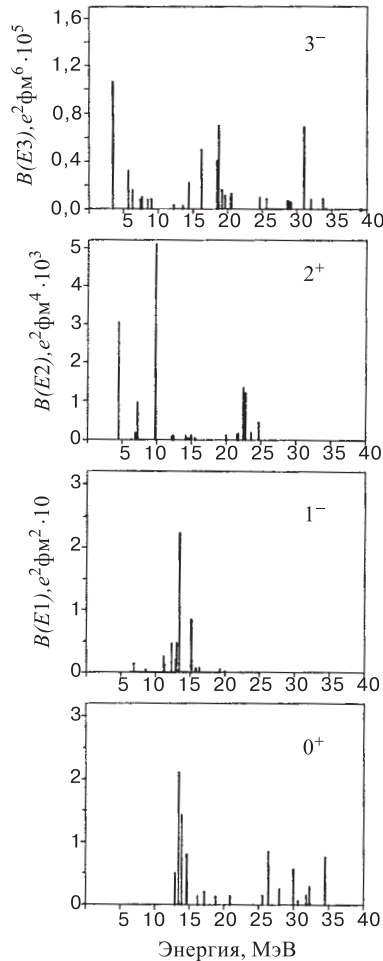


Рис. 5. Интенсивности переходов различной мультипольности в ^{208}Pb . По вертикальной оси отложены приведенные вероятности $B(EL)$ переходов в единицах $e^2\text{фм}^2$. Интенсивность переходов $0^+ \rightarrow 0^+$ приведена в единицах фм^2

ph -теории среднего поля с одним из стандартных остаточных взаимодействий, на рис. 5 представлены приведенные вероятности $B(EL)$ некоторых типов переходов в ядре ^{208}Pb [25, 26]. Как видно из рисунка, переходы разных типов отличны от нуля в широкой области энергий и сильно перекрываются, что усложняет их экспериментальное исследование.

Из-за большого числа таких резонансов и их перекрывания в спектре возбуждения ядра их экспериментальное обнаружение и исследование растянулись на десятилетия.

Когда говорят о гигантском резонансе, то, опираясь на опыт GDR, молчаливо предполагают, что — имеется достаточно большой максимум («резонанс») в сечении реакции, используемой для исследования резонанса; но, как мы только что видели, такой резонанс не обязательно отвечает коллективной степени свободы; — критерием того, что максимум соответствует возбуждению некоторой нормальной координаты, обычно считается степень исчерпанности GR соответствующего ему энергетически взвешенного правила сумм (EWSR). EWSR определяется соотношением

$$\text{EWSR} = \sum_f (\omega_f - \omega_i) |\langle f|Q|i\rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle i|[Q, [H, Q]]|i\rangle, \quad (6)$$

где Q — оператор одного из указанных выше внешних полей, H — гамильтониан ядра, i, f — основное и конечное состояния ядра. Двойной коммутатор может быть с хорошей точностью выражен через среднеквадратичный радиус ядра [27]. Например, для электрических резонансов с $L \geq 2$

$$\text{EWSR} = \frac{1}{8M\pi^2} L(L+1)^2 \frac{Z^2}{A} \langle r^{2L-2} \rangle. \quad (7)$$

Состояние считается коллективным, т. е. отвечает возбуждению нормальной координаты, если экспериментальное EWSR сравнимо с теоретическим.

Как уже отмечалось, этого, вообще говоря, недостаточно, для того чтобы быть уверенным в том, что мы имеем дело с нормальной координатой. Необходимо дополнительно сильный сдвиг по энергии из области оболочечной локализации резонанса.

3. Чтобы коллективное состояние с $\text{EWSR} \sim 100\%$ проявило себя как гигантский резонанс, необходимо подобрать реакцию, в которой бы эффективно возникало соответствующее этому состоянию внешнее поле. Например, GDR нельзя не заметить в фотоядерном канале, но трудно обнаружить в неупругом рассеянии α -частиц. Поэтому для исследования каждого резонанса необходимо подобрать реакцию, в которой он может наблюдаться наиболее отчетливо.

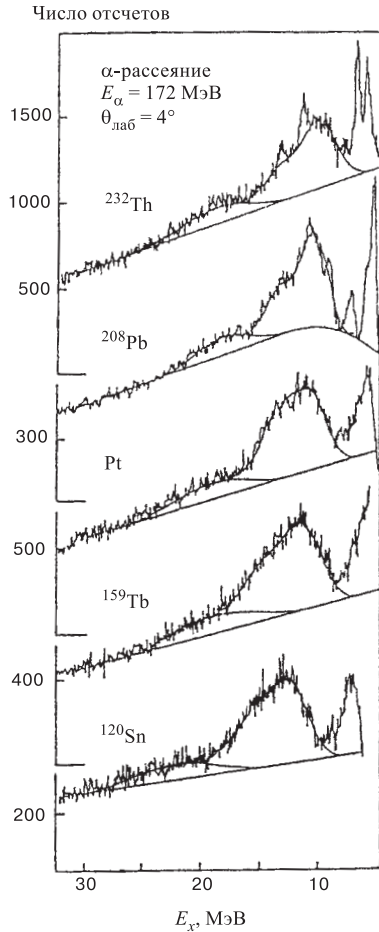


Рис. 6. Спектры неупругорассеянных α -частиц с энергией $E_\alpha = 172$ МэВ для ряда тяжелых ядер. Угол рассеяния $\theta_{\text{лаб}} = 4^\circ$. По вертикальной оси отложено число отсчетов, по горизонтальной — энергия E_x возбуждения ядер. Сплошными линиями (почти прямыми) указаны возможные способы разделения спектров на фон и вклад мультиполей. Резонансоподобные кривые — вклад мультиполей. Левый максимум соответствует GMR, правый — GQR [31]

Основные данные о GR, отличных от GDR, получены с помощью нефотонных проб — реакций (e, e') , (α, α') , (p, p') , (p, n) , (π^+, π^0) , $({}^3\text{He}, t)$, (μ, ν_μ) и т.д. Использование различных проб и сравнение результатов, полученных при зондировании ядер этими пробами, позволили распутать довольно сложную картину расположения и перекрытия разных резонансов.

Прорыв в область исследования других GR впервые был сделан в конце 60-х — начале 70-х гг. при экспериментальном изучении процессов захвата отрицательных мюонов ядрами [28]. Тогда было показано, что эти процессы носят резонансный характер. Резонансный характер поглощения был предсказан в середине 60-х гг. в НИИЯФ МГУ и ряде других центров [29]. В современной трактовке речь шла о возбуждении спинового резонанса. Однако в (μ, ν_μ) -процессе не удается непосредственно измерить спектр возбуждения ядра. Поэтому основное внимание уделялось реакциям (p, p') , (e, e') , (p, n) и т.д.

Изоскалярные электрические резонансы проще всего исследовать, зондируя ядро α -частицами (реакции (α, α')), поскольку α -частицы обладают нулевым спином и изоспином и, следовательно, передают ядру-мишени только орбитальный момент. Однако впервые квадрупольный резонанс был обнаружен в реакциях (e, e') и (p, p') [30].

На рис.6 представлены типичные спектры неупругорассеянных α -частиц на ядрах с их мультипольной расшифровкой (GMR, GQR — монополюсный и квадрупольный резонансы) [31]. Главными сложностями получения информации о GR с помощью таких реакций

является их идентификация и выделение «подложки» (непрерывного фона), на которой проявляется резонанс. Как обычно, идентификация резонансов осуществляется сравнением рассчитанных (методом искаженных волн, DWIA) и измеренных угловых распределений α -частиц. Выделение подложки, отмеченной на рис.6 сплошной линией, является весьма сложной задачей и вносит главную неопределенность при нахождении параметров описываемого резонанса.

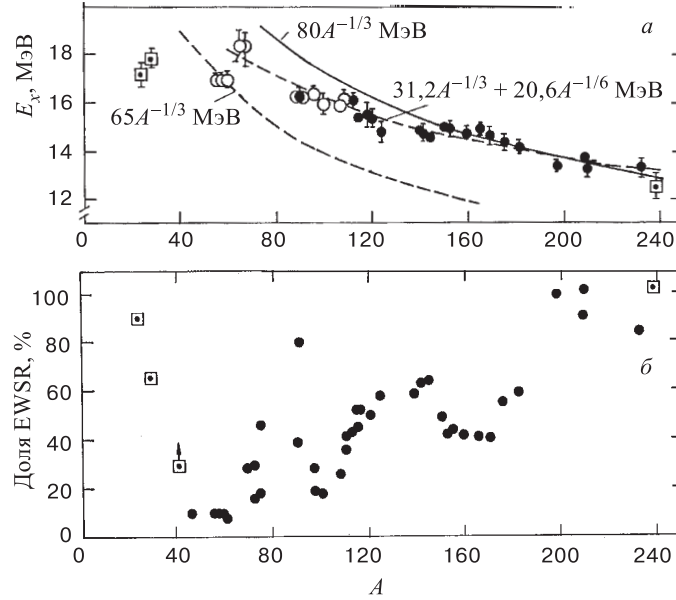


Рис. 7. Систематика данных об изоскалярном GMR [32]. На рис. *a* приведены данные о GMR для ядер с различными массовыми числами A . Пунктирная кривая $31,1A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6}$ суть кривая для GDR. Она показывает, что энергии GMR и GDR практически совпадают для всех ядер. На рис. *б* показана доля (в %) от EWSR наблюдаемых магнитных переходов

4. Основные сведения об изоскалярных монопольном и квадрупольном резонансах приведены на рис. 7, 8. Средние энергии (центроиды) GMR выражаются формулой

$$\omega_{GMR} = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ МэВ.} \quad (8)$$

Изоскалярный GMR представляет большой интерес для астрофизиков, поскольку его энергия определяется «жесткостью» дыхательной моды колебаний атомного ядра и, следовательно, непосредственно связана с сжимаемостью K ядерной материи. Хотя переход к ядерной материи от конечного

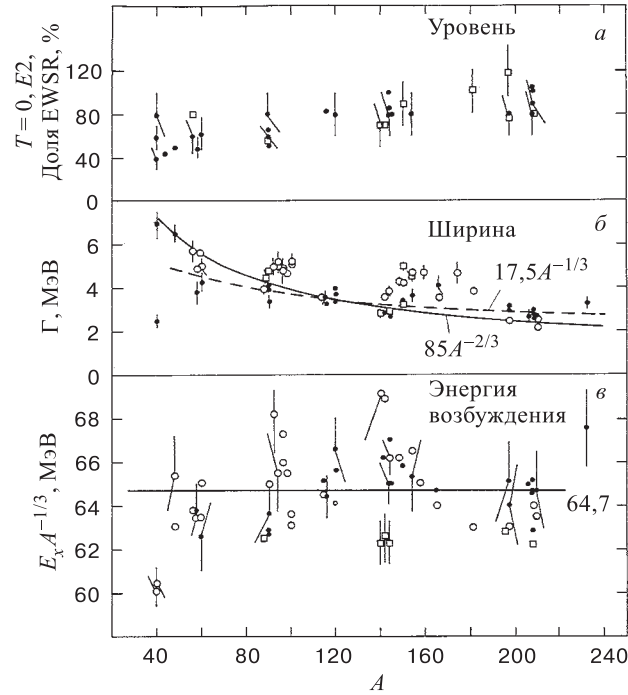


Рис. 8. Систематика данных об изоскалярном GQR [33]. На рис. *a* показана доля от EWSR наблюдаемого GQR; на рис. *b* и *v* — ширина Γ (в МэВ) GQR и центр тяжести его энергии возбуждения соответственно

ядра является нетривиальной задачей [34], тем не менее тщательный анализ систематики GMR позволяет получить следующее значение сжимаемости:

$$K = 9\rho^2 \frac{d^2(E/A)}{d\rho^2} \cong (242 \pm 10) \text{ МэВ}, \quad (9)$$

где ρ — плотность ядерной материи, E/A — удельная энергия связи.

Центроиды изоскалярного квадрупольного резонанса представлены формулой

$$\omega_{\text{GQR}} = 64,7A^{-1/3} \text{ МэВ}. \quad (10)$$

В тяжелых ядрах (например, в ^{208}Pb) GQR является хорошей иллюстрацией общих представлений о формировании коллективных степеней свободы, обсуждавшихся в разд. 1.

Без остаточного взаимодействия $2\hbar\omega$ -квадрупольные переходы, т.е. переходы через оболочку, группируются в области 12–16 МэВ. В области около 4 МэВ имеются очень слабые уровни, соответствующие $0\hbar\omega$ -переходам, т.е. переходам типа $\hbar_{11/2} \rightarrow \hbar_{9/2}$. Включение остаточного взаимодействия приводит к сильному перераспределению переходов. Во-первых, в области 10 МэВ появляется очень сильный уровень, исчерпывающий основную часть квадрупольных переходов. Об изменении свойств этого уровня можно судить по тому, что до включения взаимодействия функция радиальной зависимости переходной плотности для его прообраза имела узел, после же включения — узел исчезает. Сильный сдвиг по энергии, изменение характера переходной плотности, большое EWSR — все это говорит о том, что мы наблюдаем формирование коллективной степени свободы. Во-вторых, происходит «накачка» слабых уровней в области 4 МэВ квадрупольными переходами, вследствие чего в этой зоне возникает заметная доля квадрупольных переходов. Интересно отметить, что появление относительно сильных квадрупольных переходов в области 4 МэВ обусловлено тем, что в этой зоне уже до диагонализации имелись ph -уровни. При их отсутствии усиления квадрупольных переходов в этой области не было бы. Аналогичная ситуация имеет место в дипольных переходах в ядре ^{16}O : в отсутствие слабого по дипольной силе уровня при 25 МэВ не было бы при этой энергии дополнительного максимума GDR.

В целом картина распределения изоскалярных квадрупольных переходов в ядре ^{208}Pb напоминает картину конфигурационного расщепления GDR, рассмотренную в разд. 1. И здесь, и там остаточное взаимодействие из-за оболочечных эффектов не может сформировать только одно коллективное состояние (разумеется, речь идет о ph -приближении).

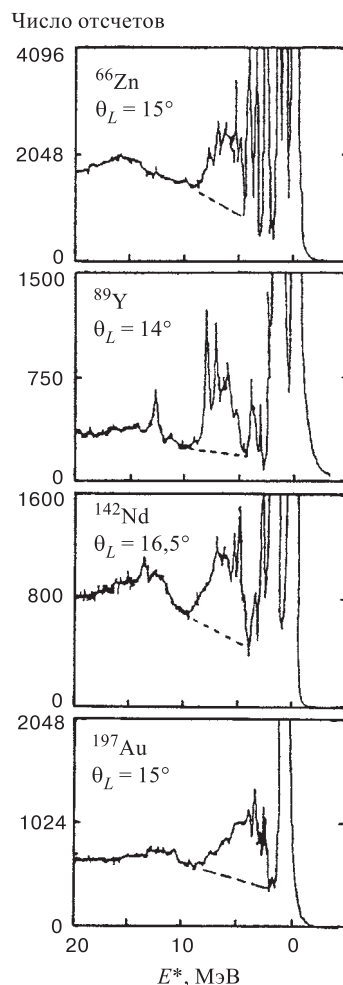


Рис. 9. Спектры неупругорассеянных α -частиц в области LEGOR. θ_L — углы рассеяния в л.с. Пунктир показывает возможный способ выделения фона, соответственно, LEGOR должен находиться над ним

Мотивы «конфигурационного расщепления» появляются и в изоскалярном октупольном резонансе. Здесь оболочечная структура ядра приводит к тому, что изоскалярный GOR реализуется в двух формах: низкоэнергетической (LEGOR) и высокоэнергетической (HEGOR). Низкоэнергетический октупольный резонанс формируется на базе частично-дырочных переходов между соседними оболочками ($1\hbar\omega$), высокоэнергетический — создается переходами через три оболочки ($3\hbar\omega$).

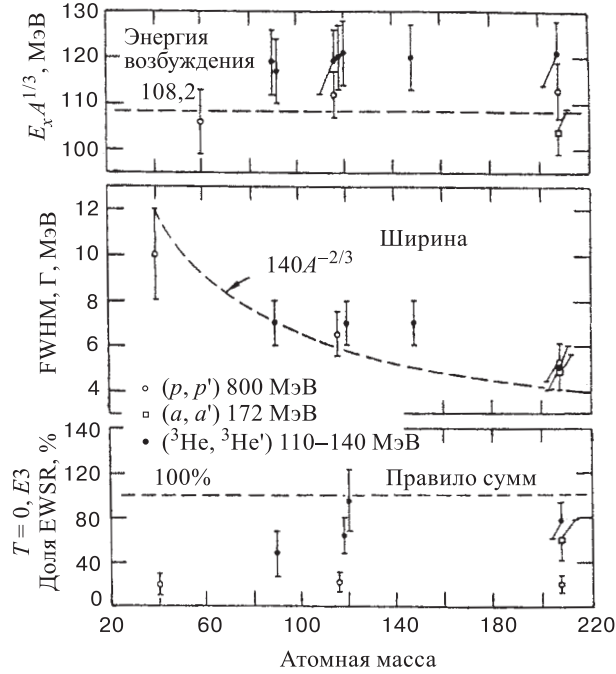


Рис. 10. Систематика данных о HEGOR [35]. На верхнем рисунке показана зависимость энергии HEGOR от массового числа A , на среднем — его ширины Γ , на нижнем — доли наблюдаемых переходов от EWSR

LEGOR в ряде ядер показан на рис. 9. Для большинства ядер его энергия выражается формулой

$$\omega_{\text{LEGOR}} \approx 32A^{-1/3} \text{ МэВ.} \quad (11)$$

Интересно отметить, что в ядре ^{208}Pb LEGOR как резонанс отсутствует. Возбуждение коллективной степени свободы, разумеется, не исчезло: соответствующее ей когерентное ph -состояние 3^- сильно опустилось вниз, став

первым возбужденным состоянием. Оно исчерпывает почти всю силу октупольных переходов $1\hbar\omega$, но не может фрагментировать из-за отсутствия других уровней.

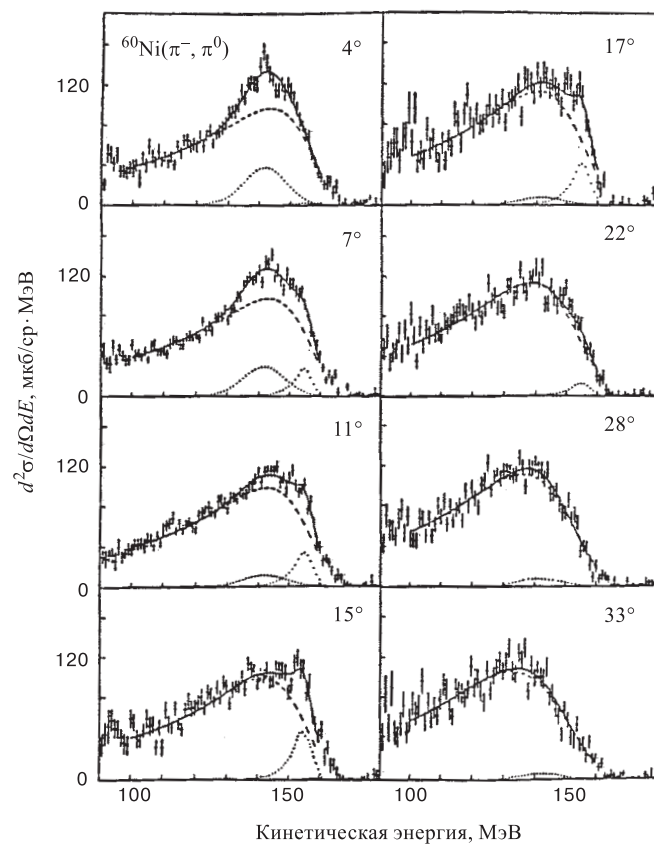


Рис. 11. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния (π^- , π^0) на ^{60}Ni [36]. Энергия налетающих пионов — 165 МэВ, угол вылета нейтральных пионов указан в верхнем правом углу каждого рисунка. По горизонтальной оси отложена кинетическая энергия π^0 в МэВ. Пунктиром отмечен предполагаемый фон. Точечные кривые — IVGMR (левый пик) и GDR (правый пик)

HEGOR располагается при заметно больших энергиях, и сведения о нем скудны. Некоторые данные о HEGOR показаны на рис. 10. В частности, энергия его центроида представлена формулой

$$\omega_{\text{HEGOR}} = 108,2A^{-1/3} \text{ МэВ}. \quad (12)$$

В заключение отметим, что, по-видимому, резонансы с $L > 4$ обнаружить не удастся из-за их большой ширины и сложности выделения подложки.

5. У каждого изоскалярного резонанса должен существовать двойник — изовекторный резонанс. Более или менее надежно идентифицирован изовекторный GMR. На рис. 11 приведены спектры нейтральных пионов в реакции (π^-, π^0) на ^{60}Ni . Выделена подложка (пунктир) и вклады изовекторных GMR (слева) и GDR (справа), соотношение между которыми меняется с изменением угла вылета π^0 . Данных об изовекторном GQR пока недостаточно, хотя результаты анализа реакций (e, e') и (p, γ') указывают, что этот резонанс может находиться в области энергий:

$$\omega_{\text{GQR}} \sim 130/A^{-1/3} \text{ МэВ}. \quad (13)$$

6. Спин-изоспиновые моды ($S = 1, T = 1, 0$) должны возбуждаться под действием полей типа $(Y_L \otimes \sigma)_J$ и формироваться $(\sigma_1 \sigma_2)$ и $(\sigma_1 \sigma_2)(\tau_1 \tau_2)$ частями ph -взаимодействия. Зондирование этих мод возможно с помощью проб, действующих на спиновые переменные, т. е. с помощью (e, e') , (π, π') и (p, p') .

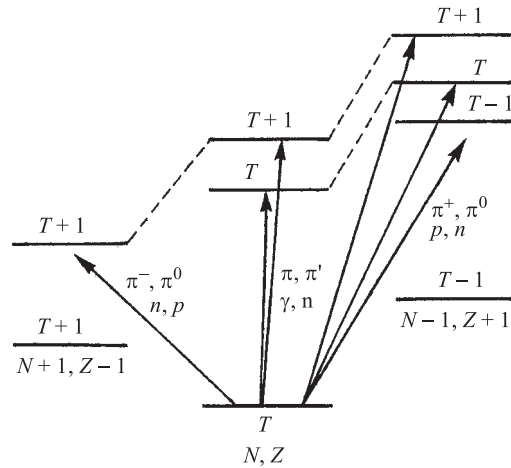


Рис. 12. Схема переходов в зарядово-обменных реакциях

Выдающуюся роль в зондировании спиновых мод играют и играют зарядово-обменные реакции (n, p) , (p, n) , (π^\pm, π^0) , $(^3\text{He}, t)$, (μ^-, ν_μ) и т. д., в которых ядро-мишень (N, Z) превращается в соседние ядра $(N+1, Z-1)$ и $(N-1, Z+1)$. В частично-дырочных терминах такие превращения соответствуют возбуждению конфигураций $p\bar{n}$ и $n\bar{p}$, где через \bar{p} и \bar{n} обозначены дырочные одночастичные состояния. Появляющиеся в таких процессах резо-

нансы обладают зарядом, равным ± 1 по отношению к основному состоянию ядра (N, Z) .

Общая схема, иллюстрирующая переходы, возникающие в зарядово-обменных процессах, изображена на рис. 12. Эти переходы вызываются операторами (полями) τ_{\pm} (разумеется, умноженными на некоторые пространственно-спиновые операторы) и возбуждают состояния с изоспинами $T + 1$ при движении «налево» и $T \pm 1, T -$ при перемещении «направо», где $T = (N - Z)/2$ — изоспин ядра-мишени. Формально в таких процессах зондируются возбуждения по отношению к основному состоянию соседнего ядра. Однако сохранение изотопического спина позволяет связать вероятности переходов под действием оператора τ_{\pm} в состояния $T + 1, T$ соседних ядер с вероятностями переходов (с оператором τ_3) в ядре-мишени.

Особый случай образуют возбуждения с изоспином $T - 1$ в правом соседнем ядре, которые представляют собой возбуждения над основным состоянием соседнего ядра $(N - 1, Z + 1)$. Эти состояния не имеют аналогов в ядрах слева и при передаваемом орбитальном моменте $L = 0$ называются гамов-теллеровскими (GT) соответственно тому, что оператор их возбуждения совпадает с оператором гамов-теллеровских β -переходов.

На рис. 13 показаны энергетические спектры нейтронов в реакции (p, n) на ядре ^{208}Pb с энергией протонов 200 МэВ. Огромный пик при нулевом угле вылета нейтрона соответствует нулевому переданному орбитальному моменту и отвечает, следовательно, возбуждению спин-монопольного или гамов-теллеровского резонанса. При ненулевых углах вылета нейтронов (при которых передается ненулевой орбитальный момент) видны резонансы спин-дипольного и спин-квадрольного типов, которые возбуждаются операторами $(Y_1 \times \sigma)_{\tau_+}$ и $(Y_2 \times \sigma)_{\tau_+}$. Каждый из этих резонансов формируется состояниями с разными моментами — $0^-, 1^-, 2^-$ в первом случае и $1^+, 2^+, 3^+$ — во втором. Выделение отдельных компонент этих резонансов с разными J является одной из задач эксперимента.

В реакциях типа (p, n) , как мы уже видели, возбуждаются три группы уровней с изоспинами $T - 1, T, T + 1$. По чисто геометрическим сообра-

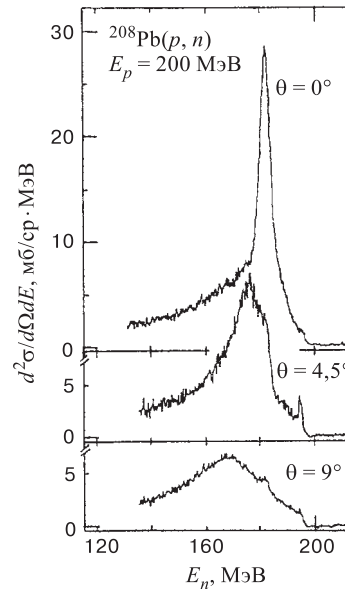


Рис. 13. Дифференциальные сечения реакции (p, n) на ^{208}Pb [38] в зависимости от энергии и угла θ вылета нейтронов

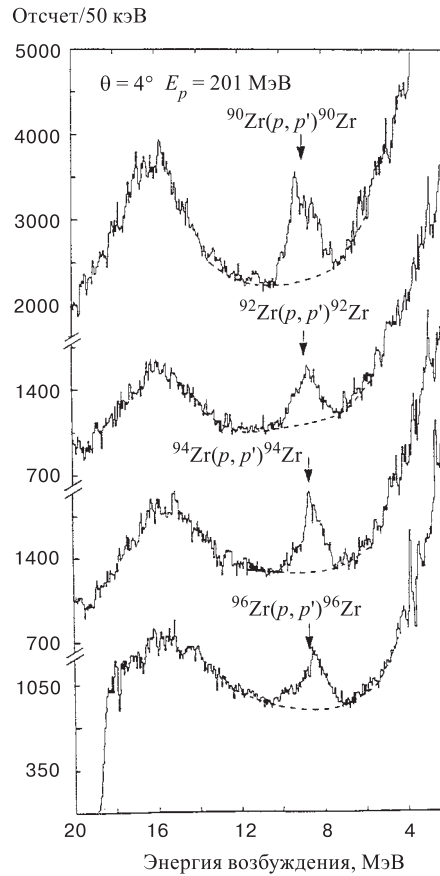


Рис. 14. Спектр протонов в реакции (p, p') на ряде изотопов циркония. Угол вылета протонов — 4° . Стрелкой отмечен M1-резонанс [39]

жениям (соотношение коэффициентов Клебша — Гордана) доминируют возбуждения с $T = 1$. Поэтому резонансы в (p, n) -реакции — это практически GT-резонансы с изоспином $T = 1$. Этим объясняется их большая ширина — они находятся в среде $2p2h$ -состояний с тем же изоспином $T = 1$. Напротив, изобар-аналог (IAS) основного состояния ядра (N, Z) имеет изоспин T , и его ширина формируется взаимодействием с фоном уровней с изоспином, не равным изоспину основного состояния. С этим связана его anomalously малая ширина.

7. Наряду с электрическими и спиновыми резонансами следует ожидать существования в ядрах магнитных резонансов, соответствующих, например, осцилляциям магнитных моментов. Реально, однако, ситуация с магнитными

резонансами оказывается более сложной. Наиболее изученными среди магнитных переходов являются $M1$ -переходы. В ядрах до $A \cong 60$ $M1$ -переходы концентрируются на нескольких уровнях и знакомая нам коллективизация отсутствует. В более тяжелых ядрах появляются «мотивы» гигантских резонансов. Для иллюстрации на рис. 14 приведен спектр неупругорассеянных протонов на ряде изотопов Zr. Отмеченные стрелкой максимумы интерпретированы как $M1$ -резонансы.

На рис. 15 приведена зависимость от A средних энергий $M1$ -переходов ($M1$ -резонансов), идентифицированных с помощью реакций (p, p') [40].

В целом можно сказать, что магнитные переходы носят более одночастичный характер и не могут сравниться по масштабности с электрическими и спин-монопольными резонансами.

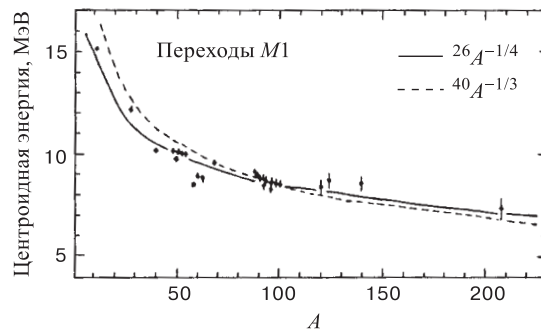


Рис. 15. Зависимость центра энергии $M1$ -резонанса от массового числа A по данным реакции (p, p') [40]

В деформированных ядрах имеются [41] $M1$ -состояния, коллективные по орбитальному моменту. Эти «резонансы» возбуждаются орбитальным оператором $\sum l_i \tau_3(i)$ (l_i — оператор орбитального момента i -го нуклона) и соответствуют «ножничным» (scissor) вращательным колебаниям протонов относительно нейтронов. Энергия ω_{SCM1} их возбуждения невелика:

$$\omega_{SCM1} = 2 - 3 \text{ МэВ.} \quad (14)$$

Интересно отметить, что наряду с ножничной модой магнитных колебаний в деформированных ядрах имеются чисто спиновые переходы, которые смещаются вверх по энергии за счет остаточного взаимодействия типа $(\sigma_1 \sigma_2)(\tau_1 \tau_2)$ (см. рис. 16).

Из магнитных переходов более высокой мультипольности уверенно регистрируются $M2$ -переходы. Их центр масс расположен в области энергий

$$\omega_{M2} \approx 44A^{-1/3}. \quad (15)$$

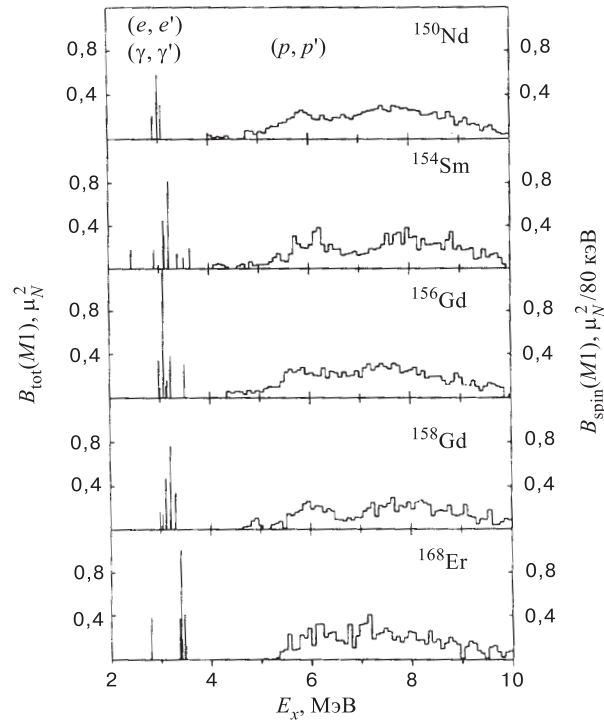


Рис. 16. Приведенные вероятности $M1$ -переходов в ряде деформированных ядер, определенные из реакций (e, e') , (γ, γ') и (p, p') . Слева вертикальными линиями отмечены орбитальные $M1$ -переходы («ножничный» резонанс); справа — гистограммы $M1$ -спиновых переходов, оторвавшихся и сместившихся вверх по энергии за счет $(\sigma_1\sigma_2)(\tau_1\tau_2)$ — части нуклон-нуклонного взаимодействия; интенсивность спиновых переходов усреднена по энергетическому интервалу $\Delta E = 80$ кэВ

В тяжелых ядрах эти переходы подавлены по сравнению с рассчитанными по оболочечной модели более чем в два раза [42] (см. п. 8).

Отметим также, что экспериментально исследуются магнитные переходы до очень больших мультиполей (в ^{208}Pb до $L = 14$). Однако эти переходы относятся к особым состояниям с максимально возможным спином (stretched states) [43] и считаются неколлективными.

8. Для гамов-теллеровских переходов имеет место правило сумм в концептуальном плане, аналогичное правилу сумм для дипольных радиационных переходов:

$$S_{\beta^+}(\text{GT}) - S_{\beta^-}(\text{GT}) = 3(N - Z), \quad (16)$$

где $S_{\beta\pm}(\text{GT}) = \sum_f |\langle f | 1/2 \sigma \tau_{\pm} | i \rangle|^2$, и суммирование идет по всем состояниям f конечного ядра. В ядрах с большим избытком нейтронов $S_{\beta-}(\text{GT}) \approx 0$ и имеет место следующая оценка минимального $S_{\beta+}^{\text{min}}(\text{GT})$:

$$S_{\beta+}^{\text{min}}(\text{GT}) = 3(N - Z). \quad (17)$$

Анализ данных (p, n) -экспериментов привел к неожиданному заключению: в области GT-резонанса заключено не более 60% GT-переходов.

Обсуждаются два механизма подавления гамов-теллеровских переходов. Первый из них связан с примесью к состояниям GT-резонанса конфигураций типа $\Delta - h$ (Δ -частица — нуклонная дыра). Хотя Δ -резонанс отделен от нуклонных состояний большой энергетической щелью, при благоприятных условиях (отталкивательное взаимодействие Δh - и ph -конфигураций) даже малая примесь может существенно уменьшить интенсивность GT-переходов.

Второй механизм является чисто ядерным и связан с влиянием $2p2h$ -состояний, которые лежат вне области GT-резонанса. Взаимодействие частично-дырочных GT-состояний с состояниями $2p2h$ может «перекачивать» часть GT-переходов в область более высоких энергий.

Близкая ситуация имеет место и для $M1$ -переходов. Вместо правила сумм в этом случае исходными являются предсказания для интенсивности $M1$ -переходов одночастичной оболочечной модели. Предсказываемая этой моделью интенсивность $M1$ -переходов явно не «добиралась» на опыте. Например, в ядре ^{48}Ca вместо предсказываемых $B(M1) = 12\mu_0^2$ на опыте было обнаружено всего лишь $4,3\mu_0^2$. Микроскопические оболочечные [44] и RPA [45] расчеты уменьшают теоретическое значение $B(M1)$ до $(7 - 8)\mu_0^2$. Остающееся расхождение, как и в случае GT-резонанса, может быть связано либо с примесью Δh -, либо $2p2h$ -состояний.

В тяжелых ядрах типа ^{208}Pb проблема недостающих $M1$ -переходов была в конечном счете решена с помощью прекрасных (γ, γ') -экспериментов с поляризованными фотонами [46]. Интенсивность найденных в ^{206}Pb , ^{208}Pb $M1$ -переходов оказалась сравнимой с RPA-расчетами с учетом $2p2h$ -конфигураций [47].

3. ДВУХФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

1. Интерпретация GR как элементарных возбуждений атомных ядер фактически предопределяет существование двухфоновных состояний типа $(\text{GDR})^2 = \text{DGDR}$, $(\text{GQR})^2 = \text{DGQR}$ и т.д. с примерно удвоенной энергией основного GR. Об этом также свидетельствует наличие в низкоэнергетической части спектра ядер двухфоновных состояний типа $(2^+)^2$, $(3^-)^2$. Вместе с тем решающее слово здесь принадлежит, как всегда, эксперименту, по-

скольку можно привести факторы, действие которых препятствует формированию простого осцилляторного спектра:

- принцип Паули, запрещающий независимое размещение частиц и дырок в фазовом пространстве одночастичных состояний;
- обменные эффекты во взаимодействии фононов;
- возрастание роли взаимодействий типа частица-частица и дырка-дырка.

2. Одним из наиболее простых случаев двухфононных возбуждений являются $2p2h$ -состояния типа GDR, построенные над одним из ph -состояний. Пример такого типа явления изображен на рис. 17. На нем показано дифференциальное сечение (под углом $\theta = \pi/2$) $d\sigma/d\Omega$ реакции (p, γ) на ^{27}Al с возбуждением в конечном ядре ^{28}Si различных ph -состояний [48]. Цифры в правом верхнем углу — энергии этих ph -состояний. На каждом рисунке приведены энергии возбуждения частично-дырочных уровней конечного ядра ^{28}Si . Как видно, возникающие в спектре γ -квантов структуры сильно напоминают GDR над основным состоянием ^{28}Si . Утверждение, что GDR над возбужденными состояниями в основных своих характеристиках совпадает с GDR над основным состоянием, известно в литературе как гипотеза Аксея — Бринка [49]. Впервые она была высказана Бринком в 1955 г. в диссертации. Формально к категории «GDR над возбужденным состоянием» относится резонанс с $L = 1$, возбуждаемый в реакциях перезарядки пионов: (π^\pm, π^0) . В этом случае возбуждаемый в соседнем ядре справа GDR с $T, T + 1$ (под действием оператора $Y_L \cdot \tau_+$) является GDR ядра-мишени (см. рис. 12), перенесенным в соседнее ядро, т. е. GDR, построенный над изобар-аналогом основного состояния исходного ядра.

3. Впечатляющий прорыв в изучении высоковозбужденных двухфононных вибраций был совершен с помощью реакции столкновения тяжелых ионов (HI). Механизмы возбуждения ядер в «касательных» неупругих HI-столкновениях зависят от энергии налетающих частиц. При $E \leq 50$ МэВ/ N доминирует ядерное взаимодействие, в котором преобладает изоскалярная часть без переворачивания спинов. Соответственно, в этой области энергий должны возбуждаться изоскалярные резонансы, конкретнее, GQR и DGQR. При энергии $E > 100$ МэВ/ N начинает преобладать механизм кулоновского возбуждения. Соответственно, в этой области энергий будет доминировать возбуждение GDR и DGDR. Не останавливаясь на деталях очень поучительной и трудоемкой процедуры идентификации DGR-состояний, приведем два иллюстрирующих примера наблюдения GDR на ядрах ^{40}Ca и ^{208}Pb .

На рис. 18 представлены [50]:

- инклюзивный спектр неупругорассеянных ядер ^{40}Ca в столкновении $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$;
- спектр ^{40}Ca на совпадение с протонами, испущенными из ядра-мишени;
- спектр, исправленный на множественность протонов.

Внизу рис. 18, в показана кривая возбуждения двухфононного состояния DGQR.

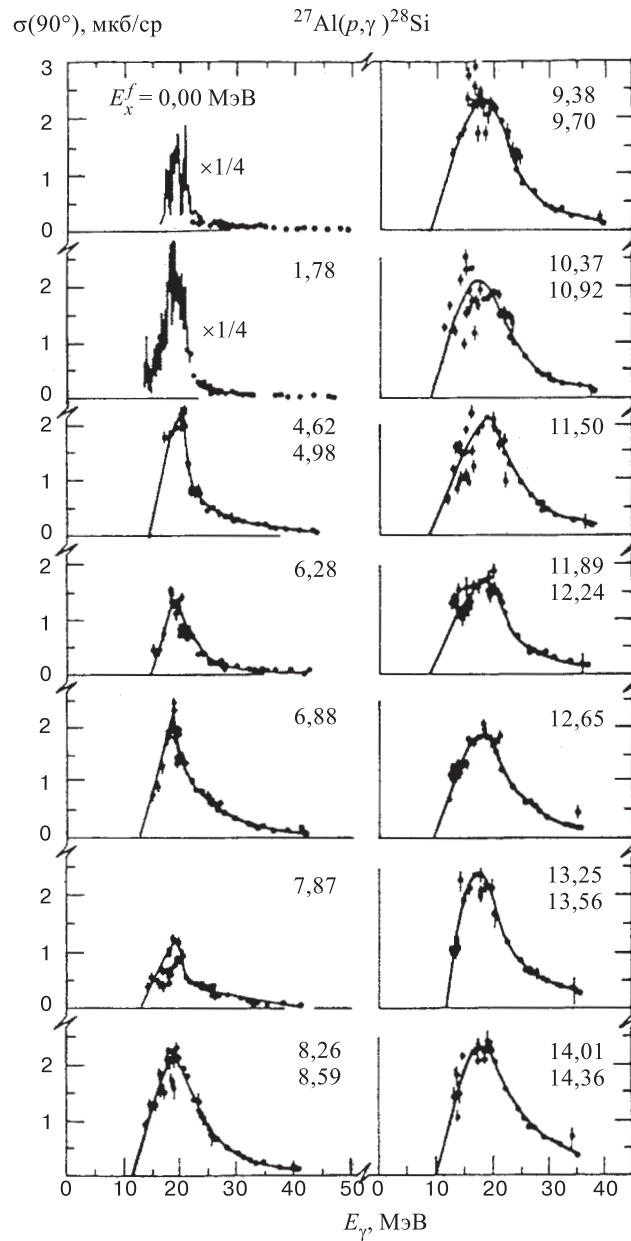


Рис. 17. Зависимость дифференциального сечения σ реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ от энергии E_γ фотона

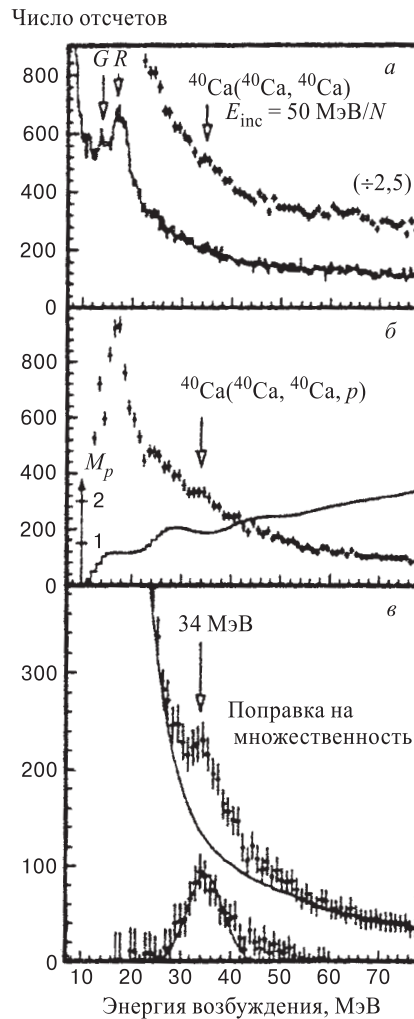


Рис. 18. *а*) Инклюзивный спектр ядер ^{40}Ca в реакциях столкновения ядер ^{40}Ca и ^{40}Ca (энергия налетающих ядер равна 50 МэВ/Н). *б*) Тот же спектр ядер ^{40}Ca при совпадении с вылетающими назад протонами. Сплошная кривая — поправка на множественность протонов. *в*) Тот же спектр, что и на рис. *б*, исправленный на множественность протонов. Сплошная кривая — возможный вариант фонового вклада. Точки внизу — спектр после вычитания фона. Резонансоподобная кривая — результат гауссовской подгонки

На рис. 19 показано сечение кулоновского возбуждения ядра ^{208}Pb при взаимодействии его с ядром ^{136}Xe , обладающим энергией 700 МэВ/Н [51].

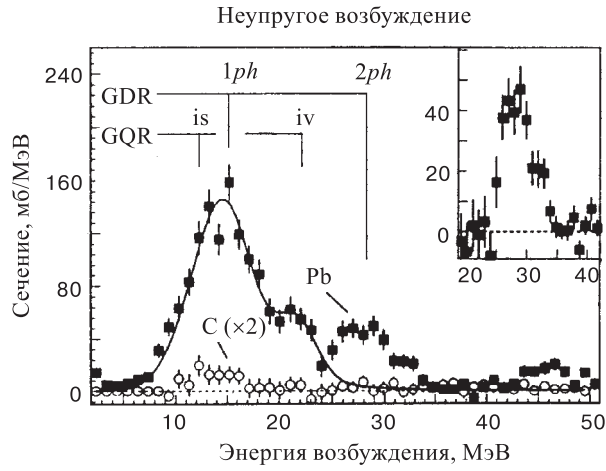


Рис. 19. Сечение возбуждения ядер ^{208}Pb при их облучении ядрами ^{136}Xe с энергией $700 \text{ МэВ}/N$ [51]. Точки, отмеченные с помощью $(C \times 2)$, относятся к столкновениям ^{136}Xe с ядрами ^{12}C . Сплошная линия — результат расчета сечения методом Вейцзеккера — Вильямса в предположении о возбуждении только GDR и GQR. На вставке в правом верхнем углу более детально представлена область двухфотонного возбуждения

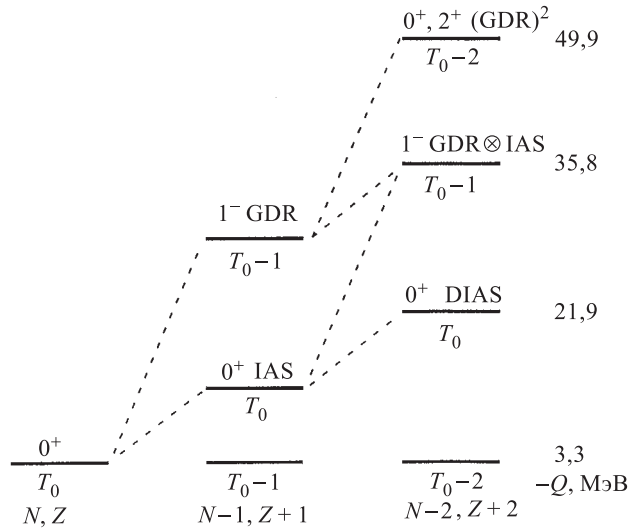


Рис. 20. Схема переходов при двойной перезарядке

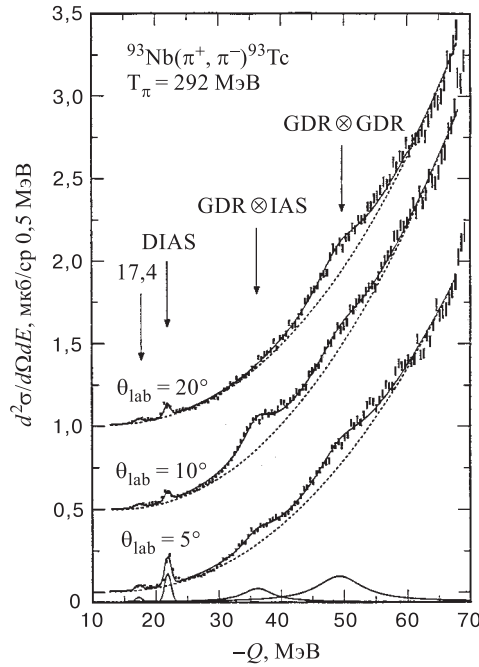


Рис. 21. Дифференциальное сечение реакции ${}^{93}\text{Nb}(\pi^+, \pi^-){}^{93}\text{Tc}$ при $T_\pi = 292$ МэВ [52]. Пунктирные кривые — предполагаемый фон, сплошные — результат подгонки, резонансоподобные кривые внизу — вклад резонансов. По горизонтальной оси отложена «исчезающая» в реакции энергия Q , определяющая энергию возбуждения ядра ${}^{93}\text{Tc}$. Стрелками отмечены максимумы, соответствующие двойному изобар-аналогу (DIAS), гигантскому дипольному резонансу над изобар-аналоговым состоянием ($\text{GDR} \otimes \text{IAS}$) и двойному гигантскому дипольному резонансу ($\text{DGDR} = \text{GDR} \otimes \text{GDR}$)

На рисунке четко видны GDR, изовекторный GQR и в области 25–26 МэВ — DGDR. О двухфонном характере этого максимума свидетельствует сплошная кривая, иллюстрирующая вероятность поглощения одного виртуального фотона с возбуждением GDR и GQR.

4. Двухфонные вибрации могут возбуждаться также в реакциях (π^+, π^-) (двойная перезарядка, DCX) [52]. Общая схема переходов, возникающих в DCX, изображена на рис. 20. На рис. 21 приведено дифференциальное сечение реакции (π^+, π^-) на ${}^{93}\text{Ni}$ в зависимости от энергии возбуждения конечного ядра. Стрелками указаны максимумы, соответствующие двойному изобар-аналогу (DIAS), гигантскому дипольному резонансу над изобар-аналоговым состоянием ($\text{GDR} \otimes \text{IAS}$) и двойному гигантскому дипольному резонансу ($\text{DGDR} = \text{GDR} \otimes \text{GDR}$).

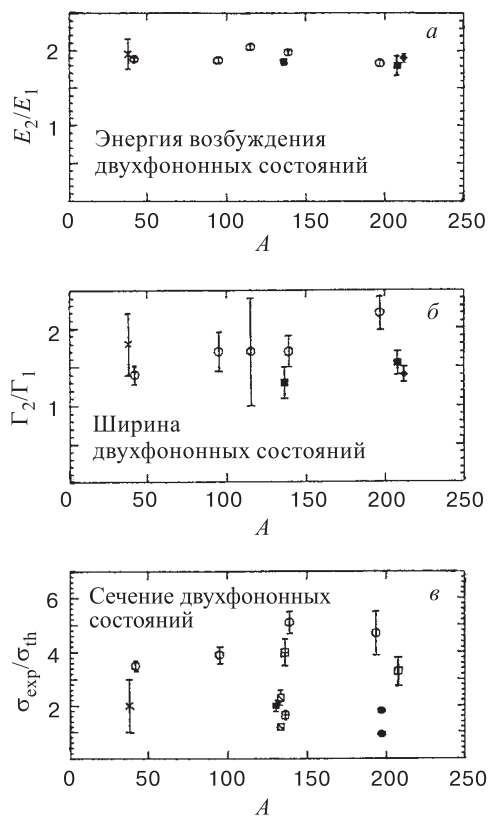


Рис. 22. Систематика данных о высоковозбужденных двухфононных состояниях (типа DGDR, DGQR, ...) [53]; приведены данные разных групп для разных реакций

На рис. 22 представлены суммарные данные об основных свойствах GDR и DGDR — отношение их энергий E_2/E_1 (рис. 22,а), ширин Γ_2/Γ_1 (рис. 22,б), а также экспериментальных и теоретических сечений возбуждения двухфононных состояний (рис. 22,в) [53].

5. Из представленных выше данных можно сделать следующие выводы:
- твердо установлено существование двухфононных состояний — DGQR, DGDR;
 - энергии двухфононных DGDR-состояний совпадают с удвоенной энергией однофононных состояний. Это доказывает, что GR можно рассматривать как элементарное возбуждение;
 - при распаде двухфононного состояния каждый фотон распадается независимо от существования другого. Это приводит к значительному (по сравнению

нию с ожидаемой) уменьшению ширины двухфононного состояния, поскольку плотность $2p2h$ -состояний следует брать при энергии, в два раза меньшей энергии возбуждения двухфононного состояния. Далее, казалось бы, ширина Γ_2 этого состояния должна равняться $2\Gamma_1$, где Γ_1 — ширина однофононного состояния. Однако то, что фононы, входящие в состав двухфононного возбуждения, сами имеют ширину, приводит к эффекту наложения ширин, что в конечном счете дает $\Gamma_2 \approx \sqrt{2}\Gamma_1$.

Наконец, отметим, что наблюдаемое превышение в несколько раз экспериментальных сечений возбуждения двухфононных состояний по сравнению с теоретическими пока объяснения не имеет.

4. GDR В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

1. В нагретых ядрах, т.е. в ядрах с отличной от нуля температурой T , равной, например, 1–2 МэВ, движение нуклонов из-за нарастающей вероятности парных столкновений становится гораздо более хаотическим и заранее не ясно, окажется ли коллективное движение нуклонов достаточно жестким, чтобы противостоять температурному хаосу. Поэтому открытие существования дипольных осцилляций в сильно возбужденных ($E^* \sim 100$ МэВ) ядрах [54] явилось одним из замечательных достижений последних 15 лет.

2. Столкновение тяжелых ионов, например, ^{40}Ar с ^{70}Ge или ^{16}O с ^{150}Nd с энергией масштаба 5–10 МэВ/ N может привести к образованию высоковозбужденного ($E^* \sim 100$ МэВ) составного ядра. На рис. 23,а показан инклюзивный спектр высокоэнергичных фотонов, испущенных составным ядром ^{110}Sn , образовавшимся при столкновении ^{40}Ar с ^{70}Ge . На рис. 23,б изображен тот же спектр, с устранившим фоном тормозного излучения и поделенный на статистический экспоненциальный фактор типа $e^{-\omega/T}$, где ω — энергия фотона и T — температура. Сплошная кривая соответствует статистической подгонке, которая в простейшем случае производится с помощью формулы

$$\frac{d\Gamma(\omega)}{d\omega} = \frac{\omega^2}{\pi\hbar c} \sigma_{\text{abs}}(\omega) e^{-\omega/T}, \quad (18)$$

следующей из принципа детального баланса. Здесь σ_{abs} — универсальное сечение поглощения фотонов (проявляется гипотеза Акселя — Бринка), имеющая вид

$$\sigma_{\text{abs}} \propto \frac{(\Gamma\omega)^2}{(\omega^2 - \omega_m^2)^2 + (\omega\Gamma)^2}, \quad (19)$$

ω_m , Γ — энергия и ширина GDR. Как видно из рис. 23,б, GDR четко выделяется и из получившейся кривой можно определить обычные параметры GDR — энергии максимумов, ширины Γ и EWSR. Не вдаваясь в дальнейшие

детали совсем непростой процедуры извлечения параметров GDR, обратимся к рис. 24, показывающему результаты изучения большого числа высоковозбужденных ядер. Из этих рисунков можно сделать следующие выводы:

— существование дипольных осцилляций является универсальным свойством нагретых ядер; при этом спектр γ -квантов носит статистический характер (в отличие, например, от случая реакции (p, γ));

— частота этих осцилляций, т. е. энергия максимума GDR, мало отличается от частоты GDR в холодных ядрах;

— GDR в нагретых ядрах соответствует хорошо коллективизированному состоянию. Его EWSR для большинства ядер примерно совпадает с теоретическим.

— ширина GDR в горячих ядрах превышает его ширину в холодных и растет с увеличением энергии возбуждения (или температуры). Однако при $E^* \approx 130$ МэВ наступает ее насыщение при $\Gamma \approx 13$ МэВ (рис. 25).

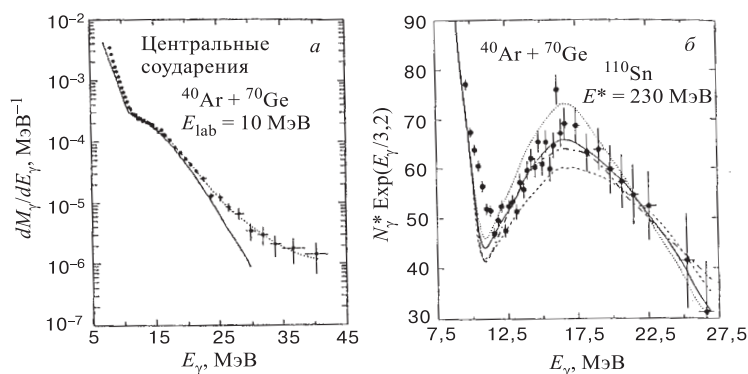


Рис. 23. а) Спектр γ -квантов при столкновении $^{40}\text{Ar} + ^{70}\text{Ge}$ [55]. Сплошная кривая — статистическая подгонка, точечная — с учетом тормозного излучения в NN -столкновениях. б) Тот же спектр после устранения тормозного излучения и умножения на $e^{E_\gamma/3,2}$. Разные кривые соответствуют разным параметрам GDR и плотности уровней

3. Обсудим теперь коротко результаты, приведенные на рис. 23–26. Прежде всего, впечатляет практическая независимость энергии GDR от температуры. Однако расчеты типа RPA с заменой чисел $n_i = 0, 1$ заполнения (см. (3)) одночастичных состояний их температурным распределением:

$$n_i = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon_i - \mu}{T}\right)}, \quad (20)$$

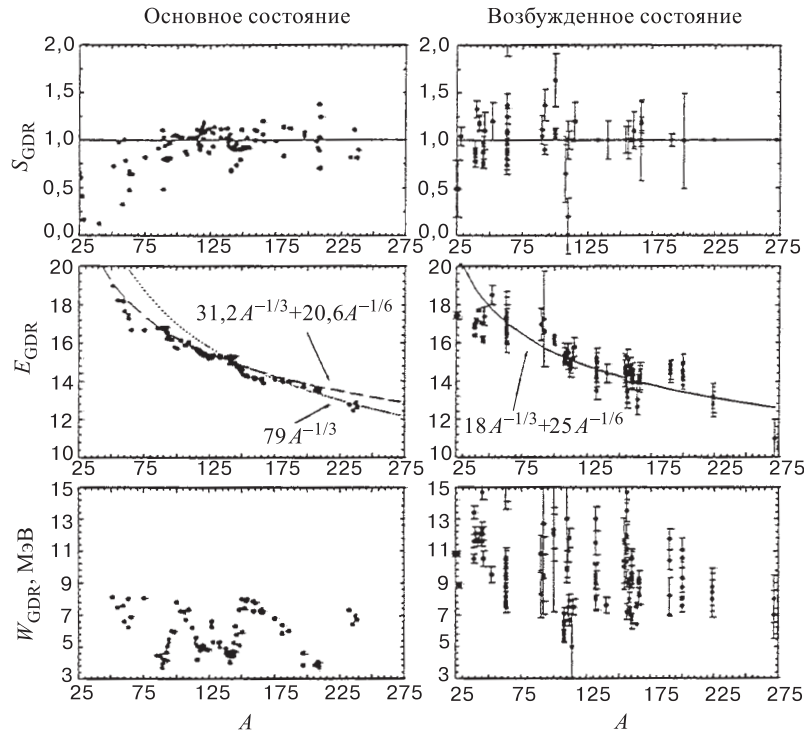


Рис. 24. Параметры GDR в холодных и горячих ядрах [56]. На верхних рисунках представлена степень истощенности EWSR для GDR; на средних — энергия GDR, на нижних — ширины GDR

проведенные для ^{40}Ca [54], показали, что такого свойства GDR действительно следует ожидать. Более того, оказалось, что вклад $2p2h$ -состояний в ширину GDR не увеличивается существенно в сравнении с холодными ядрами [59]. В связи с этим возникает вопрос о механизмах увеличения ширины GDR. В настоящее время считается наиболее вероятным, что возрастание ширины Γ обусловлено термодинамическими флуктуациями деформации, в которых, например, нагретое сферическое ядро на время флуктуации становится сильно деформированным. Возникающее за счет этого дополнительное расщепление GDR и увеличивает его ширину. В пользу такой интерпретации увеличения Γ свидетельствует рис. 26. Из этого рисунка можно видеть, что в несферических ядрах, сохраняющих свою деформацию при возбуждении, ширины GDR в холодных и горячих ядрах примерно одинаковы. Напротив, ширина GDR в холодных сферических ядрах значительно меньше, чем в нагретых.

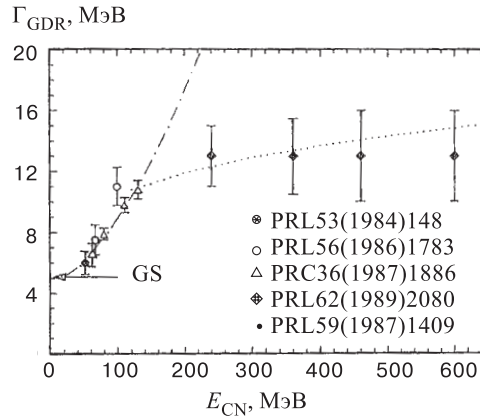


Рис. 25. Зависимость ширины GDR от энергии возбуждения E ядра Sn. Штрих-пунктирная и точечная кривые соответствуют определенным моделям [56]

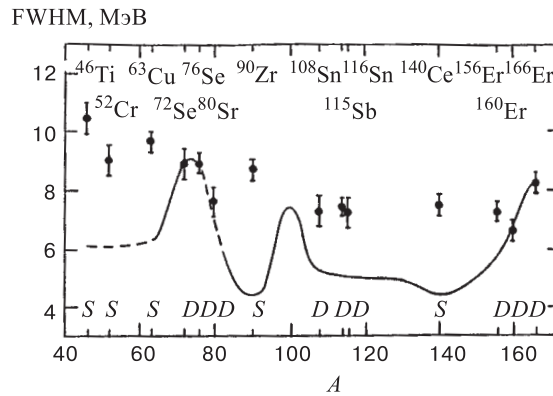


Рис. 26. Сравнение ширин в холодных и нагретых ядрах [57]. Точки соответствуют ширинам ядер, указанных сверху. Температура ядер $T = 1 - 2$ МэВ, угловой момент $J \leq 25$. Сплошная кривая — ширина GDR для холодных ядер, определенных с помощью одно- (S) или двухлоренцевских (D) кривых

Очень интересным эффектом является насыщение ширины (рис.25). Наиболее простыми выглядят две гипотезы о природе этого явления. Обе они связаны с сильным ростом испарительной ширины GDR (вылета нуклонов в непрерывный спектр). Первая из них выглядит следующим образом. При возбуждении $E^* > 130$ МэВ ядро не успевает испустить γ -кванты, а охлаждается посредством испускания нуклонов до энергии, примерно равной 130 МэВ, начиная с которой измеряется спектр фотонов. Вторая гипотеза связывает явление насыщения ширин Γ с тем, что при больших, чем 130 МэВ, энер-

гиях возбуждения время жизни составного ядра становится столь малым, что GDR принципиально не может сформироваться (для этого необходимо, очевидно, чтобы соответствующие ему осцилляции успели бы совершить хотя бы одно колебание). Разумеется, могут быть и менее тривиальные причины насыщения.

4. В нагретых ядрах GDR может служить как индикатором того, что происходит с ядром при больших возбуждениях, так и средством зондирования нетривиальных явлений физики ядра. Мы укажем здесь только три таких явления.

А. Исследование GDR в нагретом ядре ^{166}Eu при температуре $T \cong \cong 1,5$ МэВ и среднем моменте количества движения $\langle J \rangle = 22\hbar$ показало, что GDR состоит из двух перекрывающихся максимумов с энергиями 12,6 и 16,4 МэВ. При этом величина верхнего из них равняется примерно 0,67 от нижнего. Такая ситуация отвечает сплюснутому ядру, в то время как в основном состоянии ядро ^{166}Eu является вытянутым. Отсюда следует, что при $T \approx 1,5$ МэВ и $\langle J \rangle \approx 22\hbar$ ядро ^{166}Eu меняет свою форму. Таким образом, GDR является своеобразным зондом изменения формы ядра, происходящего при больших температурах и моментах.

Б. При слиянии двух тяжелых ионов образуется, скорее всего, состояние с большим числом частиц и дырок. Между тем GDR соответствует частично-дырочным осцилляциям. В результате мы получаем совсем необычную ситуацию для проявления неравновесных процессов: у холодных ядер предравновесная динамика начинается с $p\hbar$ и идет в направлении многочастичных состояний; в то же время в горячих ядрах процессы происходят в обратном направлении. Особенности предравновесной динамики, возникающей при столкновении тяжелых ионов, сейчас широко обсуждаются в литературе [60].

В. GDR нагретых ядер может быть использован для зондирования динамики больших деформаций в процессах деления [61].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на концептуальном уровне прослежено развитие и усложнение наших представлений о GR. Гигантские резонансы представляют собой коллективный отклик системы нуклонов на внешние поля различной природы и свидетельствуют о формировании в ядрах коллективных степеней свободы. В различных реакциях эффективно создаются различные внешние поля. Поэтому проблема возбуждения в них GR является исключительно актуальной. Можно без преувеличения сказать, что на протяжении нескольких последних десятилетий вопросы существования GR и их проявлений в реакциях являлись центральными в ядерной физике. В настоящее время теоретический и экспериментальный статус GR характеризуется высокой степенью

разработанности. Тем не менее нам хотелось бы отметить две стороны современного статуса GR. С одной стороны, начиная с 60-х годов фактически не появилось ни одной концепции, которую не понимали бы физики, занимающиеся в то время проблемой GR. С другой стороны, современная физика GR существенно отличается от физики 60-х годов. Эти отличия состоят в следующем.

В отношении эксперимента:

- открыто и исследовано множество новых резонансов: монополюный, квадрупольный, октупольный, гамов-теллеровский, спин-дипольный т. д.;
- доказано существование двухфононных GR, т. е. GR, построенных над возбужденными неколлективными и коллективными состояниями;
- установлено, что GDR возбуждается в сильно нагретых ядрах (энергия возбуждения до 130 МэВ).

В теоретическом плане:

- четко установлены оболочечные аспекты GR, которые проявляются в конфигурационном расщеплении GDR, существовании $0\hbar\omega$ - и $2\hbar\omega$ -ветвей GQR, а также $1\hbar\omega$ - и $3\hbar\omega$ -ветвей GOR, в полупрямых нуклонных распадах GR;
- в основных чертах количественно решена проблема остаточных взаимодействий и их согласования со средним полем;
- на количественном уровне выяснена роль $2p2h$ -конфигураций в проблеме GR;
- установлена явная связь приближения RPA с жидкостной моделью.

Несмотря на огромные достижения и многолетние усилия по выявлению нормальных колебаний ядер, эта область физики является по-прежнему живой, бросающей вызов интеллекту физиков-ядерщиков и технологии.

В заключение отметим, что характер обзора — взгляд на проблемы гигантских резонансов, так сказать, с высоты птичьего полета — приводит к тому, что многие важные детали остаются за его рамками. Поэтому помимо уже цитированных обзоров [7,16,26,43,53] мы приводим ряд дополнительных [62–67], в которых эти детали могут быть найдены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Berman B.L.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1975, v.15, p.319.
2. **Baldwin G.C., Klaiber G.S.** — Phys. Rev., 1947, v.71, p.3.
3. **Bothe W., Gentner W.** — Z. Phys., 1937, v.106, p.236.
4. **Мигдал А.Б.** — ЖЭТФ, 1945, т.15, с.81.
5. **Goldhaber M., Teller E.** — Phys. Rev., 1948, v.74, p.1046.
6. **Wilkinson D.H.** — Physica, 1956, v.22, p.1039.
7. **Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G.** — Phys. Rep., 1986, v.136, No.4–6, p.230;
Neudatchin V.G., Shevchenko V.G., Yudin N.P. — Phys. Lett., 1964, v.10, p.180;

- Эрамжян Р.А. — Изв. АН СССР, 1964, т.28, с.1181;
Ишханов Б.С. и др. — УФН, 1990, т.160, с.57.
8. Brink D.M. — Nucl. Phys., 1957, v.4, p.215.
 9. Elliot J.P., Flowers В.Н. — Proc. Roy. Soc., 1956, v.A242, p.57.
 10. Brown G.E., Bolterserly M. — Phys. Rev. Lett., 1959, v.3, p.472.
 11. Мигдал А.Б. — Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1983.
 12. Negele J.W. — Rev. Mod. Phys., 1982, v.54, p.913.
 13. Baranger M. — Phys. Rev., 1960, v.120, p.957.
 14. Khodel V.A., Saperstein E.E. — Phys. Rep., 1982, v.95, p.183.
 15. Kamerdziev S. et al. — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.313;
Chekomazov G.A., Urin M.H. — Phys. Lett., 1995, v.B354, p.7.
 16. Krewald S., Nakayama K., Speth J. — Phys. Rep., 1988, v.161, p.105.
 17. Vautherin D., Brink D.M. — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.626.
 18. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Наука, 1989.
 19. Ponomarev V.Yu. et al. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1168.
 20. Ишханов Б.С. и др. — УФН, 1995, т.165, с.1345.
 21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Статистическая физика. Ч.2. М.: Наука, 1978.
 22. Danos M. — Ann. J. Phys., 1952, v.10, p.265.
 23. Малов А.А., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.301.
 24. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тугынь И.А. — ЯФ, 1993, т.56, с.1.
 25. Wambach J. — Thesis, University Bonn, 1979.
 26. Speth J., Wambach J. — Theory of Giant Resonances. In: Electric and Magnetic Resonances in Nuclei. World Scientific, Singapor, 1991, ed. Speth J.
 27. Бор О., Мотгельсон Б. — Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977, т.11.
 28. Evseev V.S. et al. — Phys. Rev., 1969, v.B28, p.553;
Войтковска Й. и др. — ЯФ, 1971, т.14, с.524;
Plett M.E., Sobottka S.O. — Phys. Rev., 1971, v.C3, p.1003.
 29. Balashov V.V. et al. — Phys. Lett., 1964, v.9, p.168;
Foldy L.L., Walecka I.D. — Nuovo Cim., 1964, v.34, p.1026;
Barloo J. et al. — Phys. Lett., 1964, v.9, p.84.
 30. Pitthan R., Walcher Th. — Phys. Lett., 1971, v.B36, p.563;
Lewis M.B., Bertrand F.E. — Nucl. Phys., 1972, v.A196, p.337.
 31. Morsch H.P. et al. — Phys. Lett., 1982, v.B119, p.311.
 32. Buenard M. — Journ. de Phys., 1984, v.45, No.C4, p.115;
Lui et al. — Phys. Rev., 1988, v.C31, p.1643.
 33. Van der Woude A. — Giant Multipole Resonances, 1980. Proc. Giant Mult. Res., Top. Conf., Oakridge, 1979, ed. Bertrand F.E.
 34. Shlomo S., Youngblood D.H. — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.303.
 35. Moss J.M. et al. — Phys. Rev., 1978, v.C18, p.741.
 36. Carey J.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.239.
 37. Erell A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.2134; Phys. Rev., 1986, v.C34, p.1822.

38. **Gaarde C.** — *Journal de Physique*, 1984, v.C4, p.405;
Gaarde C. et al. — *Nucl. Phys.*, 1989, v.A369, p.258.
39. **Grawley G.M. et al.** — *Phys. Rev.*, 1982, v.C26, p.87.
40. **Djalali C., Moflet M.** — In: *Proc. 4th Int. Conf. Nucl. Reaction Mechanisms, Varenna, 1985*, ed. Gardieli E., p.401.
41. **Bohle D., Richter A. et al.** — *Phys. Lett.*, 1984, v.B137, p.27;
Iudice N.L., Palumbo F. — *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v.41, p.1532.
42. **Richer A., Knüpfer W.** — In: *Proc. Int. School on Electron and Pion Interact. with Nuclei at Intermediate Energies, Rome, 1979*, p.241.
43. **Raman S., Fagg L.W., Hicks R.S.** — In: *Electric and Magnetic Resonances in Nuclei*, ed. Speth I., World Scientific, 1991.
44. **McGrory J.B., Wiedenthal B.H.** — *Phys. Lett.*, 1981, v.B103, p.173.
45. **Suzuki T., Krewald S., Speth J.** — *Phys. Lett.*, 1981, v.B107, p.9.
46. **Laszewski R.M. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1988, v.61, p.1710;
Laszewski R.M. et al. — *Phys. Rev.*, 1986, v.C34, p.2013.
47. **Cha D., Schwesinger B. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A430, p.321.
48. **Dowell D.H. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v.50, p.1191.
49. **Brink D.** — Thesis, Oxford University, 1955;
Axel P. — *Phys. Rev.*, 1962, v.126, p.671.
50. **Scarpacci J.A. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1993, v.71, p.3766.
51. **Schmidt R. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1993, v.70, p.1767.
52. **Mordechai S. et al.** — *Phys. Rev.*, 1988, v.C38, p.2709.
53. **Chomaz Ph., Frascaia N.** — *Phys. Rep.*, 1995, v.252, p.275.
54. **Newton J.O. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v.46, p.1383.
55. **Bracco A. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1989, v.62, p.2080.
56. **Zelazny Z. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1994, v.A569, p.1c.
57. **Snover K.A.** — *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1986, v.36, p.545.
58. **Sagawara H., Bertsch G.F.** — *Phys. Lett.*, 1984, v.B146, p.138.
59. **Bortington P.F., Broglia R.A.** — In: *Proc. Topical Meeting of Phase Space Approach to Nuclear Dynamic, Trieste*, ed. Di Toro M., Singapore, 1985.
60. **Bonasera A. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1994, v.A569, p.215c.
61. **Thoennessen M.** — *Nucl. Phys.*, 1996, v.A599, p.1c;
Mikhailov I.N. et al. — CSNSM Preprint, 95-35, Orsay, France.
62. **Камерджиив С.П., Тертычный Г.Я., Целяев В.И.** — *ЭЧАЯ*, 1997, т.28, с.333.
63. **Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Пятов Н.И., Фаянс С.А.** — *ЭЧАЯ*, 1988, т.19, с.864.
64. **Osterfeld F.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1992, v.64, p.491.
65. **Drozd S., Nishizaki S., Speth J., Wambach J.** — *Phys. Rep.*, 1990, v.197, p.3.
66. **Lipparini E., Stringari S.** — *Phys. Rep.*, 1989, v.175, p.105.
67. **Egido J.L., Ring P.** — *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1993, v.19, p.1.