

ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

4

О ПРИРОДЕ РЕЗОНАНСОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

ФИЛИПШОВ Г. Ф., ВАСИЛЕВСКИЙ В. С., КРУЧИНИН С. П.,
 ЧОПОВСКИЙ Л. Л.

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ АН УССР

(Поступила в редакцию 19 марта 1985 г.)

В микроскопическом подходе, учитывающем динамику кластерных и квадрупольных коллективных степеней свободы, проведены исследования состояний непрерывного спектра легких атомных ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$. Показано, что взаимодействие этих ядер с электромагнитным излучением приводит к возбуждению коллективных резонансов, энергия которых превышает 20 МэВ, а ширина менее 1 МэВ, а также гигантских квадрупольных резонансов с параметрами $E=12\div 15$ МэВ и $\Gamma\sim 5$ МэВ.

1. Введение

Среди резонансных состояний атомных ядер, возбуждаемых электромагнитным излучением и заряженными частицами, особое место занимают дипольные, монопольные и квадрупольные гигантские резонансы. Интерес к ним возник после того, как Мигдал [1] предсказал существование гигантского дипольного резонанса, представляющего собой коллективные колебания протонов, а затем экспериментаторы [2] обнаружили разнообразные проявления этого резонанса. С тех пор появилось большое число экспериментальных и теоретических работ, в которых обсуждаются свойства дипольных, монопольных и квадрупольных резонансов.

Основная задача теории гигантских резонансов состоит в том, чтобы объяснить их природу и выявить главные факторы, определяющие положение и ширину резонансов. В какой мере справляются с этой задачей известные в литературе теоретические модели гигантских резонансов?

Для исследования мультипольных гигантских резонансов привлекаются два различных подхода, которые мы далее будем условно называть одночастичным и коллективным. В одночастичном подходе, реализация которого связана с приближением случайных фаз (ПСФ) или с приближением Тамма — Данкова, коллективное возбуждение данной мультипольности представляет собой когерентную суперпозицию определенного числа частично-дырочных возбуждений. Коэффициенты этой суперпозиции определяются взаимодействием в канале частица — дырка. О степени коллективизации возбуждений в этом подходе судят по вероятностям электромагнитных переходов, связывающим данное состояние с основным состоянием: чем больше вероятность перехода, тем сильнее коллективизирован уровень. Положение гигантского резонанса в одночастичном подходе определяет разброс вероятности перехода по энергетическому интервалу. При этом остается открытым вопрос о том, какие моды коллективного движения формируют состояния гигантского резонанса. С помощью процедуры усреднения (см., например, [3]) удается достаточно хорошо воспроизвести сечения фоторасщепления (γ, n) и (γ, p). Для более точного определения положения и ширины гигантского резонанса в последнее время привлекаются состояния непрерывного спектра, которые позволяют вычислить ширину, обусловленную вылетом нуклона из ядра. Однако эта ширина получается гораздо меньше экспериментальной ширины. Для устранения этого различия в одночастичном подходе привлекаются возбуждения типа $2p-2h$ и т. д. Роль этих состояний, а также

другие проблемы, связанные с определением ширины гигантского резонанса, подробно изложены в работах [3—6].

В коллективном подходе используется трансляционно-инвариантный базис многочастичных функций, воспроизводящих определенные нуклонные корреляции. В отличие от одночастичного подхода в коллективном подходе привлекаются те моды коллективного движения (монопольные, дипольные, квадрупольные и т. д.) нуклонов, которые формируют гигантский резонанс и которые возбуждаются в результате взаимодействия фотонов и заряженных частиц с атомным ядром. Как известно, ПСФ справедливо для систем, совершающих коллективные колебания малой амплитуды. Между тем в различных вариантах коллективного подхода (которые обсуждаются ниже) таких ограничений нет.

Микроскопическая теория коллективных возбуждений нуклонных систем [7—10], опираясь на представление о доминирующей роли коллективных мод движений в формировании гигантских резонансов, правильно предсказывает положение гигантских резонансов, а также относительно большие сечения реакций фоторасщепления, но оказывается неспособной воспроизвести их наблюдаемую ширину.

Все известные гигантские резонансы лежат в непрерывном спектре нуклонных систем высоко над порогом их развала по разным каналам. Поэтому, чтобы рассчитать ширины гигантских резонансов на основе микроскопической теории коллективных возбуждений, необходимо включить в рассмотрение наряду с модами коллективных движений также и моды, связанные с распадом нуклонной системы по открытым каналам. До сих пор этот шаг не был сделан, что и определило трудности микроскопической теории коллективных возбуждений при обсуждении наблюдаемых ширин гигантских резонансов.

Основная цель нашей работы — осуществить совместное рассмотрение коллективных степеней свободы ядра и степеней свободы тех его каналов, по которым может происходить распад ядра. Мы ограничились ядрами p -оболочки и квадрупольными резонансами с тем, чтобы реальные расчеты оставались достаточно простыми. В итоге для ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ удалось вычислить эффективные сечения фоторасщепления в разных парциальных состояниях, а также соответствующие сечения радиационного захвата и показать, что большие ширины гигантского квадрупольного резонанса этих ядер есть прямое следствие сильной связи между коллективными степенями свободы и кластерными степенями свободы открытых каналов развала исследованных ядер. Наконец, развитый нами подход приводит к выводу о существовании узких квадрупольных резонансов, энергия которых составляет несколько десятков МэВ. При столь больших энергиях возбуждения коллективных степеней свободы их связь с кластерными степенями свободы оказывается малой и потому задерживается распад коллективных возбуждений по открытым кластерным каналам.

В разд. 2 отметим основные этапы развития микроскопической теории коллективных возбуждений атомных ядер. Затем в разд. 3 изложим новый метод исследования состояний непрерывного спектра нуклонных систем. Этот метод принимает во внимание взаимодействие коллективных и кластерных степеней свободы ядра и позволяет решить проблему ширины гигантских резонансов. В разд. 4 мы представим результаты численных расчетов, а также их обсуждение и сопоставление полученных нами теоретических результатов с известными экспериментальными данными.

2. О природе ширин гигантских резонансов

Первым важным этапом в развитии микроскопической теории коллективных возбуждений атомных ядер стала хорошо известная сейчас работа Гриффина и Уилера [8]. Авторы этой работы раскрыли богатые ресурсы, которыми располагает метод генераторной координаты для решения задач микроскопической теории. В качестве примера был дан расчет положения гигантского монопольного резонанса ядра ${}^{16}\text{O}$. При исследовании возбуж-

дений квадрупольных мод метод генераторной координаты необходимо дополнить процедурой проектирования [11] волнового пакета на состояние с определенным значением углового момента, что было успешно выполнено Абгреллом, Корье и др. В работах [9] они рассчитали энергию возбуждения различных квадрупольных мод магических ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{40}\text{Ca}$, а также ${}^{20}\text{Ne}$.

Начиная с работы [12], зародилась новая, независимая линия в развитии микроскопической теории коллективных возбуждений атомных ядер. Вместо уравнения Хилла — Уилера [8] для коллективных мод были выведены динамические уравнения в обычном координатном пространстве сначала для монополярной моды [13], а затем для квадрупольных мод [7, 13, 14], и стало ясно, что взаимодействие коллективных мод с модами внутренних движений нуклонной системы можно учесть, используя базис обобщенных гиперсферических функций [7]. Полное число квадрупольных степеней свободы, ответственных за гигантский квадрупольный резонанс, согласно микроскопической теории в общем случае оказалось равным девяти [7], а не пяти, как это следовало бы из феноменологической модели Бора — Мотельсона.

Сближению двух поначалу независимых линий развития микроскопической теории способствовала работа Мошинского и Кэп [15] о симплектических группах, в которой, как показали Смирнов и др. [16], содержалась естественная с точки зрения метода обобщенных гиперсферических функций [7] классификация базисных состояний многомерного гармонического осциллятора, формирующих квадрупольные и монополярные возбуждения атомных ядер. Позже Розенстил и Роу [17] предложили симплектическую модель ядра, а в ряде работ Арикса и др. [10, 18] симплектическая модель $Sp(2, R)$ была впервые реализована для легких четно-четных ядер. Затем в работах [19–21] в результате разложения волновой функции ядра в обобщенный ряд Фурье по полному осцилляторному базису модели $Sp(6, R)$ или модели $Sp(2, R)$ динамические уравнения микроскопической теории коллективных возбуждений удалось свести к системе алгебраических уравнений. При этом оказалось, что матричные элементы различных операторов, используемые при расчетах спектров коллективных возбуждений атомных ядер на основе метода генераторных координат, являются производящими инвариантами матричных элементов тех же операторов, но на базисных функциях симплектической модели. Таким образом, завершилось объединение разных подходов, развивавшихся долгое время параллельно, — метода генераторных координат, метода обобщенных гиперсферических функций и алгебраических методов, положенных в основу симплектических моделей.

Наконец, в последнее время было обнаружено, что многочастичный осцилляторный базис с одинаковым успехом может быть использован для исследования и стационарных состояний нуклонных систем и состояний непрерывного спектра [22, 23]. Это дало возможность расширить стандартный базис симплектических моделей и включить в него базисные функции, соответствующие модам движений в различного рода кластерных каналах атомных ядер [24]. По существу этот шаг следует рассматривать как привлечение идей метода резонирующих групп для более полного исследования свойств коллективных возбуждений и решения проблемы ширины гигантских резонансов на новом уровне, на основе микроскопической теории коллективных возбуждений.

Очевидно, что узкими резонансами могут быть лишь возбуждения мод закрытых каналов и к тому же слабо связанные с модами открытых каналов. При относительно больших энергиях закрытыми каналами оказываются лишь те, в которых энергия возбуждения равномерно распределяется между всеми нуклонами, т. е. каналы коллективных степеней свободы. Однако если амплитуда коллективных колебаний не слишком велика, резонансы и этих каналов могут оказаться весьма широкими (как это имеет место для гигантских резонансов), поскольку при малой амплитуде коллективных колебаний каналы коллективных мод сильно перекрываются с открытыми каналами распада ядра.

Объяснение природы ширины гигантских резонансов на основе микроскопической теории коллективных возбуждений сводится к следующему. В результате взаимодействия атомных ядер с электромагнитным излучением или заряженными частицами (электронами, протонами и др.) энергия γ -квантов или заряженных частиц непосредственно передается коллективным (дипольным, квадрупольным или монопольным) степеням свободы, и в результате возбуждаются коллективные колебания. Энергию, необходимую для возбуждения соответствующих коллективных колебаний, можно оценить, если в рамках микроскопической теории не принимать во внимание переход энергии возбуждения от коллективных колебаний ко всем другим модам нуклонной системы. Такая процедура, неоднократно повторенная для монопольной и квадрупольной мод [7, 9, 10, 18, 19, 21, 25], дает правильное положение монопольного и квадрупольного резонансов, но оставляет в стороне вопрос об их ширине. Диссипация гигантских резонансов является следствием того факта, что ядро, поглотив переданную ему энергию, переходит в состояние, лежащее высоко над порогом его развала по разным каналам. Канал коллективных мод закрыт. Поэтому пока энергия возбуждения остается локализованной на коллективных степенях свободы, ядро не разваливается. Но это не может длиться долго. Канал коллективных степеней свободы связан с другими каналами, открытыми при той энергии возбуждения, которая поглощена коллективным каналом. Более того, эта связь сильная, что и определяет в итоге большую ширину гигантских резонансов — энергия возбуждения ядра быстро переходит от коллективных мод к модам открытых каналов и ядро немедленно разваливается.

Такова в общих чертах интерпретация гигантских резонансов и их ширины. Она подтверждается расчетами, выполненными для легких ядер. Главный результат микроскопической теории, доступный экспериментальной проверке, состоит в том, что гигантский резонанс представляет собой одно состояние, имеющее большую ширину. На общем фоне такого состояния могут присутствовать, хотя и не обязательно, пики небольшого числа узких резонансов, отбирающих на себя некоторую часть правила сумм. О возможном происхождении узких резонансов уже говорилось выше.

3. Метод расчета волновых функций непрерывного спектра

Наряду с изоскалярными коллективными квадрупольными возбуждениями (так называемыми продольными коллективными колебаниями, т. е. колебаниями вдоль направления, выделенного вихревой модой [21]) мы будем рассматривать лишь один кластерный канал. Одновременный учет большего числа кластерных каналов в принципе возможен, однако на первом этапе целесообразно ограничиться самой простой ситуацией, чтобы в полной мере выявить эффекты, обусловленные переносом энергии возбуждения от коллективных мод к модам открытых каналов. Качественная роль неучтенных кластерных каналов очевидна. Они способны лишь ускорить диссипацию энергии возбуждения, сосредоточенной поначалу лишь на коллективных степенях свободы. Что же касается изовекторных коллективных возбуждений, которые мы также не принимаем во внимание, то они могут сформировать еще один гигантский резонанс, для определения положения и ширины которого в рамках микроскопической теории коллективных возбуждений необходимы специальные расчеты.

Результаты, о которых пойдет речь далее, разумеется, в какой-то мере чувствительны к выбранному нами нуклон-нуклонному потенциалу, поскольку микроскопическая теория по существу устанавливает зависимость положения и ширины гигантских резонансов от параметров нуклон-нуклонного потенциала. Между тем известно, что все полуреалистические нуклон-нуклонные потенциалы, используемые в настоящее время в микроскопической теории легких ядер, приводят к идентичным по крайней мере в качественном отношении результатам. Это дает основание ограничиться при первом исследовании одним нуклон-нуклонным потенциалом, в качестве которого мы выбрали потенциал Бринка — Букера.

Наконец, еще одно не обязательное упрощение. При расчетах сечений фоторасщепления и радиационного захвата мы использовали длинноволновое приближение, справедливость которого нарушается при увеличении энергии, вовлекаемых в расчет состояний непрерывного спектра. Степень искажения, вносимого длинноволновым приближением, мы предполагаем исследовать при рассмотрении переходов из непрерывного спектра в непрерывный.

Для осуществления намеченной программы волновую функцию атомного ядра представим в виде разложения по двум наборам многочастичных осцилляторных функций:

$$\Psi = \sum_{\nu} C_{\nu}^{\text{кол}} |\nu, \text{кол}\rangle + \sum_n C_n^{\text{кл}} |n, \text{кл}\rangle. \quad (1)$$

Первый набор функций $\{|\nu, \text{кол}\rangle\}$ составляет базис неприводимого представления симплектической группы $Sp(2, R)$. Он приспособлен для описания коллективных квадрупольных возбуждений атомных ядер. Ограничившись только этим базисом, мы получим микроскопическую модель $Sp(2, R)$, впервые реализованную Ариксом и др. [10, 18]. Второй набор функций $\{|n, \text{кл}\rangle\}$ — это базис осцилляторных функций кластерной модели, или другими словами, метода резонирующих групп (МРГ), который воспроизводит движение фрагментов (кластеров) по учитываемому каналу. Коэффициенты разложения $\{C_{\nu}^{\text{кол}}, C_n^{\text{кл}}\}$ волновой функции Ψ по базисным функциям $\{|\nu, \text{кол}\rangle, |n, \text{кл}\rangle\}$ удовлетворяют системе линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \sum_{\nu'} [\langle \nu, \text{кол} | \hat{H} | \nu', \text{кол} \rangle - E \delta_{\nu\nu'}] C_{\nu'}^{\text{кол}} + \sum_n [\langle \nu, \text{кол} | \hat{H} | n, \text{кл} \rangle - \\ - E \delta_{\nu n} \lambda_n] C_n^{\text{кл}} = 0, \\ \sum_{\nu'} [\langle n, \text{кл} | \hat{H} | \nu', \text{кол} \rangle - E \delta_{n\nu'} \lambda_{\nu'}] C_{\nu'}^{\text{кол}} + \\ + \sum_{n'} [\langle n, \text{кл} | \hat{H} | n', \text{кл} \rangle - E \delta_{nn'}] C_{n'}^{\text{кл}} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Каждый из используемых наборов функций $\{|\nu, \text{кол}\rangle\}$ и $\{|n, \text{кл}\rangle\}$ ортонормирован, т. е.

$$\langle \nu, \text{кол} | \nu', \text{кол} \rangle = \delta_{\nu\nu'}, \quad \langle n, \text{кл} | n', \text{кл} \rangle = \delta_{nn'}.$$

Однако эти наборы не биортогональны. Это означает, что интегралы перекрытия $\langle \nu, \text{кол} | n, \text{кл} \rangle$ отличны от нуля. Точнее, они не равны нулю, когда функции $|\nu, \text{кол}\rangle$ и $|n, \text{кл}\rangle$ принадлежат одной осцилляторной оболочке:

$$\langle \nu, \text{кол} | n, \text{кл} \rangle = \lambda_n \delta_{\nu n}. \quad (3)$$

Значения λ_n определяют связь одного базиса с другим, или, иными словами, связь коллективной моды с кластерной. Как показывают расчеты, интеграл перекрытия $\lambda_0 = \langle 0, \text{кол} | 0, \text{кл} \rangle$ равен единице, т. е. первые функции обоих базисов совпадают, а с ростом n значения λ_n монотонно убывают и стремятся к нулю как $n^{-(A-2)/2}$. Отсюда следует, что чем меньше амплитуда коллективных колебаний, тем сильнее они связаны с кластерной модой. В том случае когда амплитуда коллективных движений большая, кластерная и коллективная моды оказываются практически независимыми, что и предопределяет существование очень узких коллективных резонансов с энергией возбуждения свыше 20 МэВ.

Ранее в ряде работ [19, 20, 26] был предложен алгоритм производящих функций или обобщенных когерентных состояний (ОКС), который снимает главные трудности, связанные с построением системы уравнений (2) и с вычислением на базисных функциях $|\nu, \text{кол}\rangle$ и $|n, \text{кл}\rangle$ матричных

элементов оператора Гамильтона \hat{H} и других операторов, необходимых для исследования различных процессов. В соответствии с этим алгоритмом ОКС строятся в виде детерминантов Слэтера, составленных из некоторых специально определенных одночастичных орбиталей. Для легчайших ядер p -оболочки, у которых учитывается один канал — развала ядра на α -частицу и ядро s -оболочки, ОКС следует конструировать из орбиталей вида

$$\exp \left\{ -\frac{1}{2} r_i^2 - \frac{\beta}{1-\beta} (\mathbf{p}r_i)^2 + \frac{2(\mathbf{R}_k r_i)}{1-\beta} - \frac{R_k^2}{1-\beta} \right\}, \quad (4)$$

где r_i — радиус-вектор i -й частицы, $\mathbf{R}_k = R_k \mathbf{p}$ — кластерный параметр, определяющий положение k -го фрагмента ($k = 1, 2$), а β — параметр деформации ядра. Единичный вектор \mathbf{p} задает направление деформации и одновременно ориентацию в пространстве вектора $\mathbf{R} = \mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2$. ОКС, построенное из орбиталей (4), будет зависеть от $3A-3$ пространственных координат (предполагается, что движение центра масс исключено), $3A$ спиновых и изоспиновых переменных, а также от четырех генераторных параметров — трех компонент вектора \mathbf{R} и параметра деформации β . Разложение этого ОКС, которое мы обозначим через $\Phi(R, \beta, \mathbf{p})$, по степеням генераторных параметров R и β порождает базис осцилляторных функций

$$\Phi(R, \beta, \mathbf{p}) = \sum_{n, \nu} \sum_{L, M} A_L^{n, \nu} R^{2n+f} \beta^\nu Y_{LM}^*(\mathbf{p}) |n, \nu; LM\rangle, \quad (5)$$

где $A_L^{n, \nu}$ — структурные константы, f — минимально допустимая принципом Паули степень генераторного параметра R (подробнее см. [27]). Для ядер начала p -оболочки $f = A - 4$ для состояний нормальной четности ($\pi = (-1)^A$), а для состояний аномальной четности ($\pi = (-1)^{A+1}$) имеем $f = A - 3$. Из разложения (5) следует, что для выделения осцилляторной функции $|n, \nu; LM\rangle$ необходимо ОКС $\Phi(R, \beta, \mathbf{p})$ проинтегрировать по угловым переменным единичного вектора \mathbf{p} с весом $Y_{LM}(\mathbf{p})$. С помощью этой же процедуры легко вычислить матричный элемент некоторого оператора \hat{F} на базисных функциях $|n, \nu; LM\rangle$ и $|n', \nu'; L'M'\rangle$, если известен производящий матричный элемент этого оператора, т. е. матричный элемент

$$\langle \Phi(\mathbf{R}, \beta, \mathbf{q}) | \hat{F} | \Phi(R, \beta, \mathbf{p}) \rangle = \sum_{n', \nu'} \sum_{n, \nu} \sum_{L', M'} \sum_{L, M} A_{L'}^{n', \nu'} A_L^{n, \nu} R'^{2n'+f'} R^{2n+f} \beta'^{\nu'} \beta^\nu \times \\ \times Y_{L'M'}(\mathbf{q}) Y_{LM}^*(\mathbf{p}) \langle n', \nu'; L'M' | \hat{F} | n, \nu; LM \rangle. \quad (6)$$

Коллективные и кластерные функции, участвующие в разложении (1), составляют лишь небольшую часть полного базиса функций $\{|n, \nu; LM\rangle\}$. Если у функций $|n, \nu\rangle \equiv |n, \nu; LM\rangle$ зафиксируем ν и положим его равным нулю, то полученный набор функций будет совпадать с кластерным базисом $|n, \text{кл}\rangle \equiv |n, 0\rangle$. Аналогично коллективные функции $|\nu, \text{кол}\rangle$ получаем, полагая n равным нулю: $|\nu, \text{кол}\rangle \equiv |0, \nu\rangle$.

Общий метод построения ОКС и вычисления матричных элементов различных операторов на ОКС, а также вопросы, связанные с выделением движения центра масс, подробно рассмотрены в обзоре [26]. Конкретные матричные элементы операторов кинетической и потенциальной энергий, необходимые для исследования ядер p -оболочки с числом нуклонов $5 \leq A \leq 8$, приведены в работе [28]. Результаты расчета спектра коллективных возбуждений упомянутых выше ядер в базисе функций $\{|\nu, \text{кол}\rangle\}$ модели $Sp(2, R)$ изложены в работах [21], в которых, кроме того, написаны в явном виде матричные элементы оператора \hat{H} . В статье [23] подробно рассмотрены основные этапы вычислений спектра и волновых функций в кластерной модели. Учет монополярной моды наряду с кластерной модой был осуществлен в работах [24]. В перечисленных выше работах можно найти все детали, необходимые для исследования состояний дис-

кретного и непрерывного спектров ядер p -оболочки с учетом взаимодействия и коллективных и кластерных мод движения.

Привлечение коллективных степеней свободы наряду с кластерными позволяет учесть динамическую поляризацию кластеров во время их столкновения. Следует отметить, что существуют иные способы учета поляризации. Так, например, в работах [29] привлекается монополярная поляризация одного или каждого из сталкивающихся кластеров. Однако такая поляризация слабо влияет на полученные результаты и не позволяет выявить резонансных состояний, обусловленных коллективным движением ядра.

4. Коллективные резонансы и сечения фоторасщепления

Прежде чем перейти к обсуждению результатов теоретических расчетов, отметим, что в разложении (1) при решении системы (7) принималось во внимание 25 функций коллективного базиса и 100 функций кластерного базиса. Такое число базисных функций позволяет достаточно корректно воспроизвести волновые функции нуклонных систем как во внутренней,

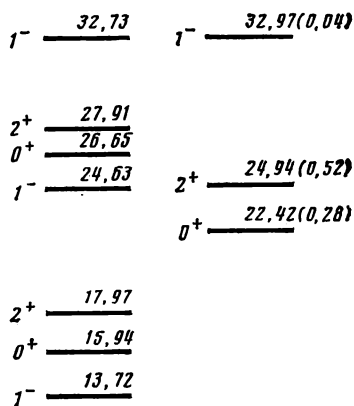
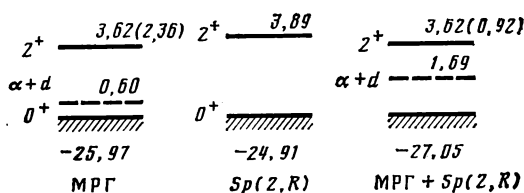


Рис. 1. Спектр коллективных возбуждений и резонансных состояний ядра ${}^6\text{He}({}^6\text{Li})$. МРГ — расчет в кластерном базисе, $Sp(2, R)$ — в коллективном базисе, а МРГ+ $Sp(2, R)$ — расчет, учитывающий связь кластерных и коллективных мод движения. Энергия уровней и ширина резонансов (числа в скобках) даны в МэВ



так и во внешней области. Взаимодействие между нуклонами, как уже сказано выше, моделировалось первым вариантом потенциала Бринка — Букера [30]. Осцилляционный радиус, одинаковый для кластерного и коллективного базисов, выбирался из условия минимума порога для каждого из рассмотренных ядер. В связи с тем, что кулоновское взаимодействие между протонами не учитывалось и так как у потенциала Бринка — Букера четные и нечетные компоненты равны между собой, то энергии порога реакций $\alpha + 2n$ и $\alpha + d$ (а также $\alpha + t$ и $\alpha + {}^3\text{He}$) и, следовательно, осцилляционные радиусы r_0 для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ (${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$) совпадают. По этой же причине результаты, полученные для ядра ${}^6\text{He}({}^7\text{Li})$, относятся и к ядру ${}^6\text{Li}({}^7\text{Be})$.

На рис. 1 представлен спектр резонансов и коллективных возбуждений ядра ${}^6\text{He}({}^6\text{Li})$, полученных в различных приближениях. Как видим, кластерный базис (МРГ) позволяет описывать связанные состояния и резонансные состояния (2^+ -состояние в этом случае), обусловленные существованием центробежного барьера. С помощью коллективных функций

($Sp(2, R)$), кроме вращательных возбуждений (2^+ -состояние для ${}^6\text{He}$), удается получить набор так называемых колебательных возбуждений ($L^\pi=0^+, 2^+$ для ${}^6\text{He}$), а также состояния аномальной четности ($L^\pi=1^-$). Первые 0^+ - и 2^+ -колебательные возбуждения у четных ядер и 1^- - и 3^- -колебательные возбуждения у нечетных ядер в микроскопической теории коллективных возбуждений обычно отождествляют с монополярными и квадрупольными гигантскими резонансами, поскольку они связаны с основным состоянием большими матричными элементами операторов монополярного и квадрупольного переходов и исчерпывают значительную долю монополярного и квадрупольного правила сумм с энергетическим весом (EWSR).

Если же наряду с коллективной модой учесть и кластерную ($MPG+Sp(2, R)$), то упомянутые выше колебательные коллективные возбуждения растворятся в непрерывном спектре и фазы упругого рассеяния в соответствующем кластерном канале не обнаружат резонансного поведения при тех энергиях, при которых, согласно расчетам, проведенным с базисом коллективных функций при закрытом кластерном канале, должен находиться гигантский резонанс. Следовательно, гигантские резонансы не могут проявить себя явно в реакции взаимодействия легких кластеров и необходимо искать другие пути их распознавания. Объяснение теоретического результата, полученного нами для первых 0^+ - и 2^+ -колебательных возбуждений, состоит в том, что в этих возбужденных состояниях относительно мала амплитуда коллективных колебаний и потому оказывается сильной связь между коллективными и кластерными модами. Это и приводит к немедленному распаду гигантского резонанса по кластерному каналу.

Что же касается лежащих выше 0^+ - и 2^+ -колебательных возбуждений, то для них характерна большая амплитуда коллективных колебаний. Сила связи коллективных и кластерных мод в этих возбужденных состояниях меньше, и после подключения кластерного базиса они не размываются, а оказываются узкими резонансами, ярко проявляющимися на кривых зависимости фаз упругого рассеяния и парциальных эффективных сечений в открытом кластерном канале от энергии. Ширина этих коллективных резонансов не превышает 1 МэВ, т. е. значительно меньше ширины центробежного 2^+ -резонанса. Аналогичная картина наблюдается и в нечетных ядрах ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$.

Представленный на рис. 2 график зависимости от энергии (в с. ц. м.) D -фазы δ_2 упругого рассеяния α -частицы на дейтроне иллюстрирует факт размывания в непрерывном спектре квадрупольного резонанса 2^+ , который, согласно расчетам, выполненным в рамках модели $Sp(2, R)$, должен находиться в области энергий от 10 до 20 МэВ. В этой области фаза δ_2 монотонно убывает, а резонансное поведение она обнаруживает лишь при энергии 23 МэВ, которая соответствует возбуждению второго коллективного 2^+ -резонанса.

Рассмотрим теперь зависимость от энергии сечений фоторасщепления σ_7 ядер ${}^6\text{He}({}^6\text{Li})$ и ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be})$. Поскольку сечения радиационного захвата σ_c связаны с сечениями σ_7 условиями детального равновесия, то наши выводы в равной мере будут относиться и к сечениям σ_c . Характерная особенность рассчитанных сечений σ_7 (рис. 3–6) — наличие резонансных пиков. Часть из них принадлежит возбуждаемым γ -квантами узким коллективным резонансам. Радиационная ширина этих резонансов совпадает с их α -распадной шириной. Кроме того, сечения фоторасщепления имеют четкие пики в околороговой области. Появление этих пиков связано с тем, что функции непрерывного спектра при малых значениях их надпороговой энергии имеют структуру, подобную структуре волновой функции основного состояния, находящегося неглубоко под порогом, и матричные элементы операторов электромагнитных переходов, связывающие основное состояние и надпороговые состояния непрерывного спектра реально оказываются большими. В итоге это и приводит к надпороговым резонансам. Подробное обсуждение монополярных надпороговых резонансов дано в работе [31].

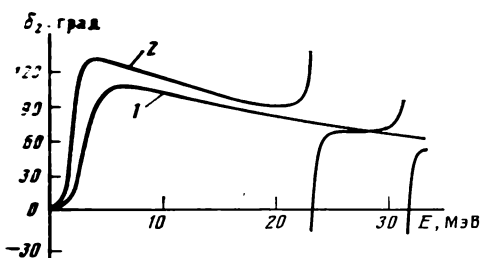


Рис. 2

Рис. 2. D -фаза упругого αd -рассеяния, рассчитанная в кластерном базисе (МРГ) (кривая 1) и с учетом коллективной поляризации МРГ+ $Sp(2, R)$ (кривая 2)

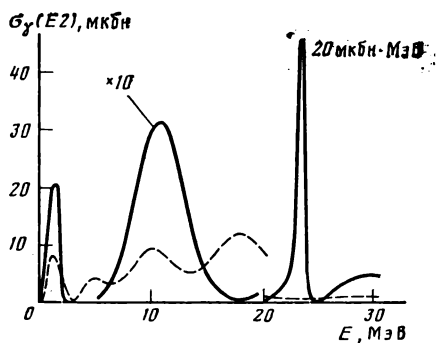


Рис. 3

Рис. 3. Сечение $\sigma_\gamma(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ квадрупольного фоторасщепления ядра ${}^6\text{Li}$; E — энергия разлетающихся фрагментов α и d . Здесь и на других рисунках цифры возле резонансных пиков определяют площадь резонанса. Кривые: сплошная — МРГ+ $Sp(2, R)$, штриховая — МРГ

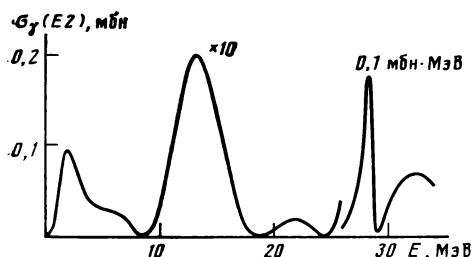


Рис. 4

Рис. 4. Сечение $\sigma_\gamma(E2, 1^- \rightarrow 3^-)$ квадрупольного фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$; E — энергия фрагментов α и t

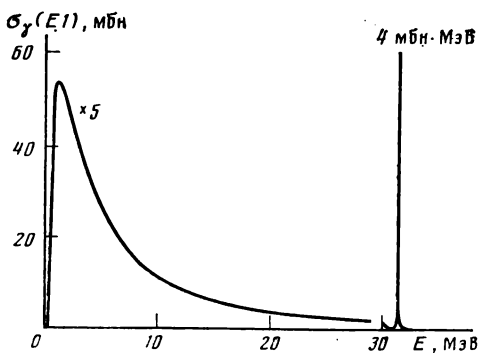


Рис. 5

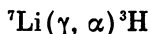
Рис. 5. Сечение $\sigma_\gamma(E1, 0^+ \rightarrow 1^-)$ дипольного фоторасщепления ядра ${}^6\text{He}$; E — энергия фрагментов α и $2n$

Наконец, у ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ при энергии возбуждения 12–15 МэВ имеется пик квадрупольного резонанса шириной ~ 5 МэВ. Он исчерпывает свыше 15% квадрупольного правила сумм с энергетическим весом, и его можно трактовать как гигантский квадрупольный резонанс, поскольку его положение совпадает с тем, что дает расчет в рамках коллективной модели $Sp(2, R)$.

В результате размывания квадрупольного коллективного возбуждения в непрерывном спектре оказывается большим матричный элемент квадрупольного перехода из основного состояния ядра не в одно состояние, а в непрерывную серию состояний, сгруппировавшихся вокруг некоторого центра. Пик в сечении фоторасщепления и выделяет эти состояния среди прочих состояний непрерывного спектра.

Таким образом, фотоядерные реакции являются наиболее удобным и естественным средством выявления гигантских резонансов в легких атомных ядрах.

Экспериментальная ситуация, сложившаяся к настоящему времени, не позволяет в полной мере проверить количественные выводы теории. Непосредственное отношение к полученным нами теоретическим результатам имеет лишь работа [32], в которой представлены результаты измерения эффективного дифференциального сечения реакции



(7)

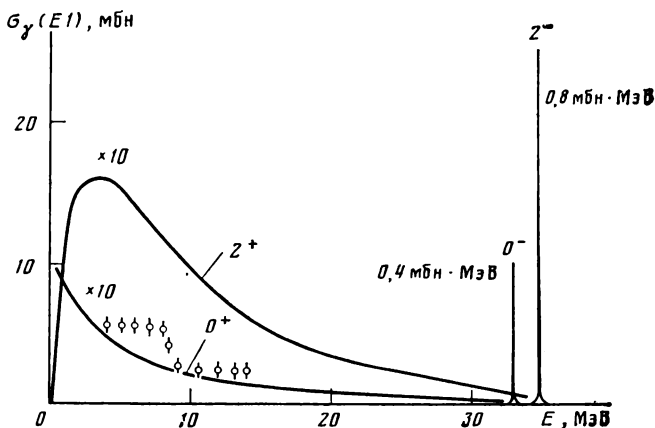


Рис. 6. Сечения $\sigma_1(E1, 1^- \rightarrow 2^+)$ и $\sigma_1(E1, 1^- \rightarrow 0^+)$ дипольного фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$; E – энергия фрагментов α и t . Точки – эксперимент из работы [31]

в области энергий γ -квантов от 5 до 50 МэВ. Теоретические оценки эффективного сечения реакции (7) дают значение, которое в 2 с лишним раза больше наблюдаемого на эксперименте. По крайней мере две причины могли способствовать завышению теоретического сечения. Во-первых, в расчетах не было принято во внимание кулоновское взаимодействие между кластерами (оно подавляет волновую функцию относительного движения кластеров на малых расстояниях между кластерами). Во-вторых, нами не учитывался канал развала ${}^7\text{Li}$ на ${}^6\text{Li}$ и нейтрон, открывающийся при относительно малых энергиях.

Литература

1. Мигдал А. Б. ЖЭТФ, 1945, 15, 81.
2. Baldwin G. C., Klaiber G. S. Phys. Rev., 1947, 71, 3; 1948, 73, 1156.
3. Малов Л. А., Соловьев В. Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, 301.
4. Speth J. Nucl. Phys., 1983, A396, 153.
5. Adachi S., Yoshida S. Nucl. Phys., 1978, A306, 53.
6. Ишханов Б. С., Капигонов И. М., Неудачин В. Г., Эраджян Р. А. ЭЧАЯ, 1981, 12, 905.
7. Филиппов Г. Ф., Овчаренко В. И., Смирнов Ю. Ф. Микроскопическая теория коллективных возбуждений атомных ядер. Киев: Наук. думка, 1981.
8. Hill D. L., Wheeler J. A. Phys. Rev., 1953, 89, 1106. Griffin J. J., Wheeler J. A. Phys. Rev., 1957, 108, 311.
9. Caurier E., Bourotte-Bilwes B., Abgrall Y. Phys. Lett., 1973, 44B, 411. Abgrall Y., Caurier E. Phys. Lett., 1975, 56B, 229.
10. Arickx F. Nucl. Phys., 1976, A269, 347.
11. Pierls R. E., Yoccoz J. Proc. Roy. Soc. London A., 1957, 70, 381.
12. Симонов Ю. А. ЯФ, 1966, 3, 630.
13. Дзюблик А. Я., Овчаренко В. Н., Стещенко А. И., Филиппов Г. Ф. ЯФ, 1972, 15, 869.
14. Zickendraht W. J. Math. Phys., 1971, 12, 1663.
15. Moshinsky M., Quesne C. J. Math. Phys., 1971, 12, 1772.
16. Ашерова Р. М., Кныр В. А., Смирнов Ю. Ф., Толстой В. Н. ЯФ, 1975, 21, 1126.
17. Rosensteel G., Rowe D. J. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 10.
18. Arickx F., Broeckhove J., Deumens E. Nucl. Phys., 1979, A318, 269; 1982, A377, 121.
19. Филиппов Г. Ф., Охрименко И. П. ЯФ, 1980, 32, 70.
20. Василевский В. С., Смирнов Ю. Ф., Филиппов Г. Ф. ЯФ, 1980, 32, 987.
21. Филиппов Г. Ф., Чоповский Л. Л., Василевский В. С. ЯФ, 1982, 35, 628; Nucl. Phys., 1982, A388, 47.
22. Филиппов Г. Ф., Охрименко И. П. ЯФ, 1980, 32, 932.
23. Филиппов Г. Ф., Чоповский Л. Л., Василевский В. С. ЯФ, 1983, 37, 839.
24. Филиппов Г. Ф., Василевский В. С., Нестеров А. В. Изв. АН СССР, серия физ., 1984, 48, 91; ЯФ, 1984, 10, 1418; Nucl. Phys., 1984, A426, 327.
25. Охрименко И. П., Стещенко А. И. ЯФ, 1981, 34, 873; ЯФ, 1980, 32, 381.
26. Филиппов Г. Ф., Василевский В. С., Чоповский Л. Л. ЭЧАЯ, 1984, 15, 1338.
27. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1968.
28. Vasilevsky V. S., Filipov G. F., Chopovsky L. L. Preprint ITP-81-13E, Kiev, 1981.

29. *Kanada H. et al.* Nucl. Phys., 1982, A380, 87. *Kajino T. et al.* Nucl. Phys., 1984, A414, 185.
30. *Brink D. M., Bocker E.* Nucl. Phys., 1967, A91, 1.
31. *Филлипов Г. Ф., Василевский В. С., Некрепов А. В.* ЯФ, 1983, 38, 584.
32. *Skopik D. M. et al.* Phys. Rev., 1979, C20, 2025.

ON THE NATURE OF RESONANCES OBSERVED IN PHOTONUCLEAR REACTIONS

FILIPPOV G. F., VASILEVSKY V. S., KRUCHININ S. P., CHOPOVSKY L. L.

The continuum states of light atomic nuclei ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^7\text{Be}$ are studied in the microscopic approach which takes into account the dynamics of cluster and quadrupole collective states of freedom. It is shown that interaction of these nuclei with electromagnetic radiation leads to excitation of collective resonances whose energy exceeds 20 MeV and each width is less than 1 MeV, and to excitation of giant quadrupole resonances with parameters $E=12-15$ MeV and $\Gamma\sim 5$ MeV.