

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

1

МОСКВА · 1986

УДК 539.17.01

ВАСИЛЕВСКИЙ В. С., ФИЛИППОВ Г. Ф., ЧОПОВСКИЙ Л. Л.
и КРУЧИНИН С. П.

МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ЛЕГКИХ ЯДЕР С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ И КЛАСТЕРНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

1. 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 экспериментаторы обнаружили разнообразные проявления гигантского дипольного резонанса [1–3], а Мигдал [4] интерпретировал этот резонанс как возбуждение коллективных колебаний протонов ядра. С тех пор появилось большое число теоретических работ, в которых обсуждаются свойства дипольного [5, 6], а также монопольного [7] и квадрупольного [8] 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?

Существуют две альтернативные точки зрения на природу гигантских резонансов. Если Мигдал [4], а затем Гольдхабер и Теллер [5] рассматривали гигантский дипольный резонанс как состояние, в котором возбуждено коллективное движение нуклонов, то в большой серии теоретических работ, обзоры которых содержатся в [9–11], этот же резонанс был отождествлен с прямым возбуждением одночастичных степеней свободы нуклонной системы. На самом деле, по крайней мере в первом приближении, коллективное дипольное возбуждение представляет собой когерентную суперпозицию одночастичных дипольных возбуждений [12] и поэтому эти две концепции не являются взаимоисключающими. Однако их развитие не обнаружило до сих пор заметного сближения точек зрения.

Микроскопическая теория коллективных возбуждений нуклонных систем [7, 8, 13–15], 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. Теория, использующая модель оболочек и представления о частично-дырочных состояниях, не дает столь же больших абсолютных значений сечений фоторасщепления, но предлагает на основе метода хаотических фаз оценку ширины гигантских резонансов. В рамках этой теории гигантские резонансы должны иметь тонкую структуру, поскольку каждый гигантский резонанс теория трактует как совокупность большого числа частично-дырочных резонансных возбуждений.

Все известные гигантские резонансы лежат в области непрерывного спектра 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 ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ 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 мегаэлектрон-вольт. 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.

2. Согласно традиционной модели оболочек каждое из легких ядер должно иметь немалое число частично-дырочных возбуждений. Однако за небольшим исключением все предсказываемые моделью оболочек возбужденные состояния оказываются расположенными в непрерывном спектре выше порога развала ядра, где они могут быть лишь резонансами. Но даже и как резонансы они обычно экспериментально не наблюдаются. Одна из причин их отсутствия в спектре состоит в том, что реальная амплитуда и кластерных, и коллективных (квадрупольных и монополюсных) колебаний в разных состояниях легких ядер гораздо больше, чем это следует из оценок, сделанных на основе модели оболочек. Кластерные и коллективные колебания разрушают простую оболочечную структуру частично-дырочных возбуждений, что приводит, в частности, к заметному увеличению энергии связи легких ядер и к существенной перестройке волновых функций их основных состояний.

Коллективизация доминирующих мод движения нуклонных систем имеет место и в тех состояниях легких ядер, которые проявляются как резонансы в ядерных реакциях. Иначе трудно понять, почему они не распадаются мгновенно по открытым каналам, среди которых в области гигантских резонансов всегда имеется и канал вылета нуклона.

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, коллективные резонансы 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.

Итак, при моделировании гигантских резонансов совокупностью большого числа частично-дырочных резонансных возбуждений мы должны ответить на трудный вопрос: почему вообще частично-дырочные возбуждения могут стать резонансами при больших энергиях над порогом вылета нуклона из ядра? Заметим, что в микроскопической теории коллективных возбуждений такого вопроса не возникает.

Объяснение природы ширин 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 кол-

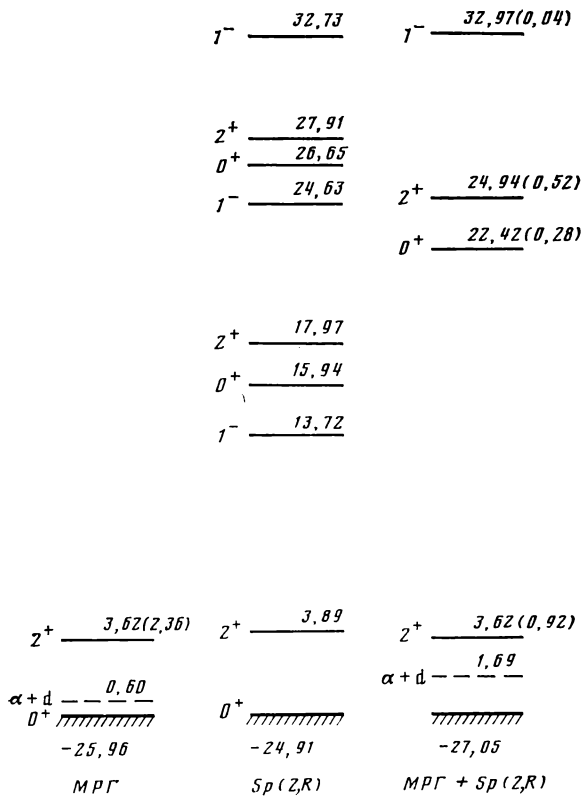


Рис. 1. Спектр коллективных возбуждений и резонансных состояний ядра ${}^6\text{He}({}^6\text{Li})$. МРГ — расчет в кластерном базисе, $Sp(2, R)$ — в коллективном базисе, а МРГ+ $Sp(2, R)$ — расчет, учитывающий связь кластерных и коллективных мод движения. Энергия уровней и ширина резонансов (числа в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

лективным (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 моды [7, 8, 13, 16–18], 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 коллективной модой. 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 ширин. 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.

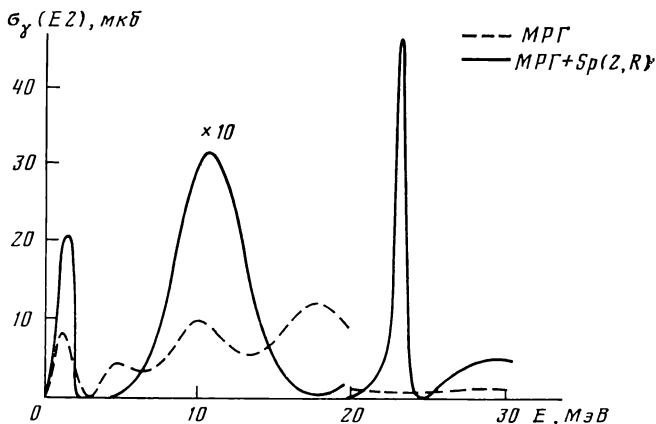


Рис. 2. Сечение $\sigma_{\gamma}(E2; 0^{+} \rightarrow 2^{+})$ квадрупольного фоторасщепления ядра ${}^6\text{Li}$. E — энергия разлетающихся фрагментов α и d . Пунктир — МРГ, сплошная кривая — МРГ+ $\text{Sp}(2, R)$

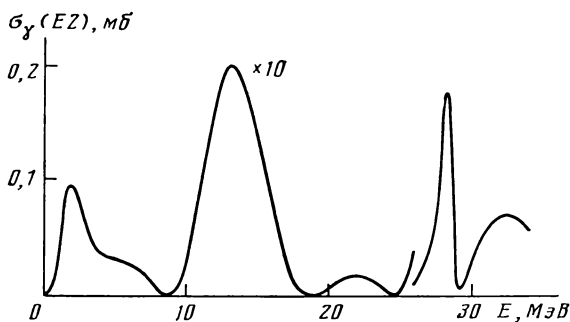


Рис. 3. Сечение $\sigma_{\gamma}(E2; 1^{-} \rightarrow 3^{-})$ квадрупольного фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$. E — энергия фрагментов α и t

3. 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 $\{|\nu, \text{кол}\rangle\}$, составляющий базис неприводимого представления симплектической группы $\text{Sp}(2, R)$, приспособлен для описания коллективных квадрупольных возбуждений атомных ядер. Ограничившись только этим базисом, мы получим микроскопическую модель $\text{Sp}(2, R)$, впервые реализованную Ариксом и др. [15, 17]. Второй набор функций $\{|n, \text{кл}\rangle\}$ — базис осцилляторных функций кластерной модели, или, другими словами, метода резонирующих групп (МРГ), который воспроизводит движение фрагментов (кластеров) по учитываемому каналу.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов теоретических расчетов, отметим, что в разложении (1) 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, так и во внешней области. Взаимодействие между нуклонами моделировалось первым вариантом потенциала Бринка — Букера [19]. Осцилляторный 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 поскольку у потенциала Бринка — Букера четные и нечет-

ные компоненты равны между собой, то энергии порога реакций $\alpha+2n$ и $\alpha+d$ (а также $\alpha+t$ и $\alpha+{}^3\text{He}$) и, следовательно, осцилляторные 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 ($\text{Sp}(2, R)$) кроме вращательных возбуждений (2^+ 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.

Если же наряду с коллективной модой учесть и кластерную (МРГ + $\text{Sp}(2, R)$), то упомянутые выше колебательные коллективные возбуждения «растворяются» в непрерывном спектре и фазы упругого рассеяния в соответствующем кластерном канале не обнаруживают резонансного поведения при тех энергиях, где согласно расчетам, проведенным с базисом коллективных функций при закрытом кластерном канале, должен находиться гигантский резонанс. Следовательно, гигантские резонансы не могут проявить себя явно в реакциях 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 сильней 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 ${}^7\text{Be}$.

Рассмотрим зависимость от энергии сечений фоторасщепления σ_γ ядер ${}^6\text{He}({}^6\text{Li})$ и ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be})$. Поскольку сечения радиационного захвата σ_c связаны с сечениями σ_γ условиями детального равновесия, то наши выводы в равной мере будут относиться и к сечениям σ_c . Характерная особенность рассчитанных сечений σ_γ (рис. 2—4) — 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 [21].

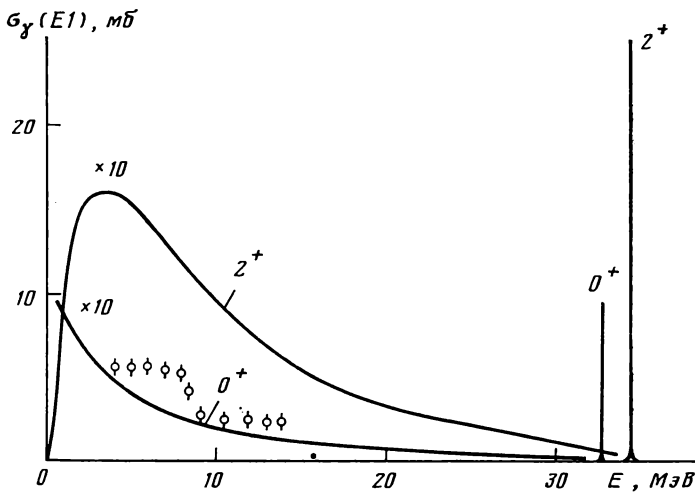


Рис. 4. Сечения $\sigma_{\gamma}(E1; 1^{-} \rightarrow 2^{+})$ и $\sigma_{\gamma}(E1; 1^{-} \rightarrow 0^{+})$ дипольного фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$. E — энергия фрагментов α и t . Экспериментальные точки взяты из работы [20]

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 около 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 $S\text{p}(2, R)$.

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.

Институт теоретической физики
Академии наук УССР

Литература

1. Baldwin G. C., Klaiber G. S. Phys. Rev., 1947, v. 71, p. 3; Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 1156.
2. Perlman M. L., Friedlander G. Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 442.
3. Gorbunov A. N. Phys. Letts, 1968, v. 27B, p. 436.
4. Мигдал А. Б. ЖЭТФ, 1945, т. 15, с. 81.
5. Goldhaber M., Teller E. Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 1046.
6. Levinger J. S., Bethe H. A. Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 115.
7. Griffin J. J., Wheeler J. A. Phys. Rev., 1957, v. 108, p. 311.
8. Abgrall Y., Caurier E. Phys. Lett., 1975, v. 56B, p. 229.
9. Уилкинсон Д. УФН, 1960, т. 72, с. 75.
10. Ишханов Б. С., Капигонов И. М., Неудачин В. Г., Эрамжян Р. А. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 905.
11. Bertsch G. F., Bortignon P. F., Broglia R. A. Rev. Mod. Phys., 1983, v. 55, p. 287.
12. Brink D. Nucl. Phys., 1957, v. 4, p. 215.
13. Филиппов Г. Ф., Стешенко А. И., Овчаренко В. И. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, с. 1613.
14. Филиппов Г. Ф., Овчаренко В. И., Смирнов Ю. Ф. Микроскопическая теория коллективных возбуждений атомных ядер. Киев: Наук. думка, 1981.
15. Arickx F. Nucl. Phys., 1976, v. A268, p. 347.
16. Caurier E., Bourotte-Bilwes B., Abgrall Y. Phys. Letts, 1975, v. 44B, p. 411.
17. Arickx F., Broeckhove J., Deutens E. Nucl. Phys., 1979, v. A318, p. 269.
18. Охрименко И. П., Стешенко А. И. ЯФ, 1981, т. 34, с. 873; ЯФ, 1980, т. 32, с. 381.
19. Brink D. M., Boeker E. Nucl. Phys., 1967, v. A91, p. 1.
20. Skorik D. M. et al. Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 2025.
21. Филиппов Г. Ф., Василевский В. С., Нестеров А. Б. ЯФ, 1983, т. 38, с. 584.