

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1975 г.

539.142.3

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВИДЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЯДРАХ *)*Б. Моттельсон*

Определение правильного места для взаимно дополнительных представлений о независимом движении индивидуальных нуклонов и коллективном поведении ядра как целого, было центральной темой в области динамики ядра. Развитие исследований представляло собой непрерывный процесс, в тесной взаимосвязи идей и открытий, относящихся ко многим различным аспектам ядерных явлений. Многосторонность исследований заставляет перейти сразу к описанию сегодняшнего понимания проблемы и к задачам и перспективам будущего, насколько это можно сейчас предвидеть. Однако для иллюстрации столкновения идей, использованных для понимания системы многих тел, может быть полезно проследить развитие основных понятий, тем более, что изучение проблемы многих тел до сих пор оказывает влияние на развитие новых фундаментальных представлений даже в тех случаях, когда основные уравнения движения хорошо установлены. Представления, пригодные для описания богатства ядерных явлений, создавались как комбинация многих различных подходов, в том числе на основе использования общих соотношений, из рассмотрения симметрии, изучения модельных систем, причем иногда в чрезвычайно упрощенном виде, и, конечно, на основе экспериментальных открытий, которые снова и снова придавали совершенно новые направления ходу работ **).

Когда я впервые приехал в Копенгаген в 1950 г., было известно, что в ядрах иногда имели место явления, обусловленные независимым движением частиц, тогда как в других явлениях, например, в процессе деления и в проблеме больших квадрупольных моментов, несомненно, проявлялось коллективное поведение всего ядра как целого.

Из работ Рейнуотера было также ясно, что существует важная связь между движением независимых частиц и коллективной деформацией. Таким образом, пришлось столкнуться с проблемой исследования свойств

*) Ben Mottelson, Elementary Modes of Excitation in the Nucleus, Nobel Lecture, Stockholm, December 11, 1975. Перевод А. Б. Курепина.

Бен Моттельсон — профессор NORDITA, Копенгаген, Дания.

**) Мы хотим воспользоваться возможностью отдать дань искусству и изобретательности целого поколения экспериментаторов, чьи неутомимые усилия создали базу для исследования, представленного сегодня в наших докладах.

© The Nobel Foundation 1976.

© Перевод на русский язык,
Главная редакция физико-математической
литературы издательства «Наука»,
«Успехи физических наук», 1976 г.

динамической системы с учетом этих связанных степеней свободы ¹⁻⁴:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}_{\text{vib}} + \mathcal{H}_{\text{part}} + \mathcal{H}_{\text{coupl}}, \\ \mathcal{H}_{\text{vib}} &= \frac{1}{2} C_{\lambda} \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} D_{\lambda} \sum_{\mu} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2, \\ \mathcal{H}_{\text{coupl}} &= \sum_p k(r_p) \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\vartheta_p, \varphi_p); \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

здесь $\alpha_{\lambda\mu}$ — амплитуды разложения деформации ядра по сферическим гармоникам, $(r_p, \vartheta_p, \varphi_p)$ — координаты рассматриваемой частицы. Член, соответствующий связи, выражает влияние деформации на одночастичный потенциал.

Я хорошо помню оживленные дискуссии тех лет, выражающие чувство глубокого, если не сказать — полного, недоверия многих наших коллег в отношении одновременного использования коллективных и одночастичных координат для описания системы, которая, как мы все соглашались, в конечном счете построена из нейтронов и протонов. Нильс Бор очень активно участвовал в этих дискуссиях. Кое-что о характере его вклада в обсуждение можно почувствовать из обмена мнениями, зафиксированного в трудах международной конференции ЦЕРНа по физике, проходившей в Копенгагене в июне 1952 г. Я сделал доклад о нашей работе, и в дискуссии Розенфельд спросил, «насколько глубоко эта модель основана на первых принципах». Н. Бор ответил, что «кажется трудным определить, что надо понимать под первыми принципами в области знаний, где отправной точкой являются не связанные непосредственно эмпирические данные различного характера».

Я хотел бы с благодарностью отметить, что возможность работать в течение всего периода, рассматриваемого в настоящем докладе, в превосходном научном коллективе, созданном Нильсом Бором, придавала мне огромное вдохновение.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР

В начале пятидесятых годов существовало очень мало опытных данных о ядерных спектрах, которые могли быть использованы для проверки этих идей. Однако в последующие годы неожиданное развитие получила ядерная спектроскопия. Стала возможной по новым данным идентификация характерных свойств вращательных спектров (см. предыдущий доклад ⁵, стр. 543), и вскоре после этого Шарфф-Гольхабер и Венесер ⁶ показали, что большой класс спектров имеет черты, соответствующие квадрупольным колебаниям относительно сферически-симметричной формы *). Существование статической деформации в некоторых классах ядер получило дальнейшее решающее подтверждение в успешной классификации соответствующих состояний этих спектров в терминах одночастичного движения в надлежащем образом деформированном потенциале ⁵.

Замечательной особенностью развивающейся картины ядерных спектров возбуждения было разделение на классы ядер сферической формы и ядер с большими деформациями ¹³. Ключом к выяснению причины этого разделения весьма неожиданно стал анализ моментов инерции вращательных спектров. Отправной точкой для микроскопического описания вращательного движения была модель принудительного вращения Инглиса ¹⁴.

*) Этот шаг последовал после обнаружения замечательных регулярностей в низкоэнергетических спектрах четно-четных ядер, включая спины и четности уровней ^{7, 8}, систематику значений энергии ⁸⁻¹¹ и правила отбора ¹².

Анализ показал, что для объяснения наблюдаемых величин моментов инерции необходимо учитывать значительные отклонения от движения независимых частиц. Эти корреляции могут быть вызваны остаточными взаимодействиями, которые имеют тенденцию связывать нуклоны в пары с угловым моментом, равным нулю. Эти пары сферически-симметричны. Поэтому такие нуклонные корреляции приводят к эффекту стабилизации сферической формы¹⁵.

Таким образом, довольно неожиданно открылся путь к качественному пониманию всех свойств низкоэнергетических спектров, рассматривая конкуренцию между эффектом спаривания и тенденцией к образованию деформации вследствие анизотропии одночастичных орбит. Результат этой конкуренции зависит от числа частиц в незаполненных оболочках. Для малого числа частиц деформация в отсутствие взаимодействий относительно мала, при этом доминирует тенденция к образованию сферических пар. Однако с увеличением числа частиц сферическая равновесная форма становится менее стабильной, и в конце концов наступает переход к деформированной равновесной форме. Эти представления иллюстрируются на рис. 1 с помощью поверхностей потенциальной энергии.

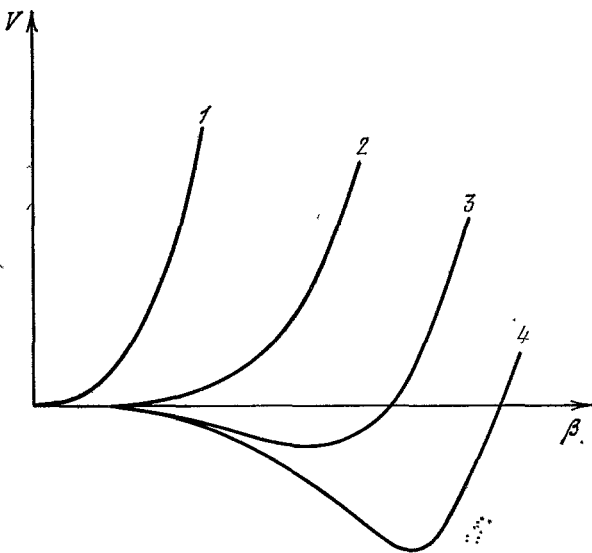


Рис. 1. Потенциальная энергия ядра.

Рисунок, взятый из работы¹³, схематически показывает зависимость энергии ядра от деформации β . Кривая 1 соответствует конфигурации с относительно небольшим числом частиц вне заполненных оболочек. По мере добавления частиц сила, возвращающая к сферической форме ($\beta = 0$), убывает (кривая 2). Еще дальше от заполненных оболочек сферическая форма может становиться нестабильной (кривые 3 и 4) и ядра приобретают несферическую равновесную форму.

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ

Изложенному выше качественному описанию схем связи в ядре вскоре было дано более последовательное обоснование на основе многотельных волновых функций, которые описывают корреляционные эффекты, оказывающие влияние на низкоэнергетические ядерные спектры.

Шаг вперед в микроскопическом понимании эффекта деформации был сделан после открытия вращательных спектров в легких ядрах *). Для этих ядер даже несколько частиц представляют собой значительную часть всех частиц и могут приводить к наибольшим наблюдаемым значениям

*) Наличие вращательной полосы и классификация соответствующих состояний для ядер (*sd*)-оболочки впервые были установлены в 1955 г. после обширной серии экспериментов в Чок-Ривере (см. обзор Литерланда и др.¹⁶). Классификацию ядер *p*-оболочки в терминах вращательной схемы связи см. в работе Курата и Пичмена¹⁷. Для нашего понимания специфических особенностей этих очень легких ядер особым стимулом и источником вдохновения были продолжавшиеся в течение многих лет дискуссии с Томом Лауртсеюмом.

деформации. Ранее спектры некоторых из этих ядер были успешно проанализированы через рассмотрение конфигураций модели оболочек⁵. Таким образом, впервые была получена многотельная волновая функция с вращательными свойствами, причем ясно было видно, что главным результатом довольно сложного взаимодействия конечного радиуса, использованного в расчетах по модели оболочек, было создание деформированного среднего потенциала.

Суть этого исследования оказалось в фокусе внимания после открытия Эллиоттом факта, что схема SU_3 -классификации для частиц в гармоническом осцилляторном потенциале приводит к мультиплетам с вращательными закономерностями¹⁸. Эффективное взаимодействие двух тел, инвариантное относительно SU_3 -симметрии (при действии внутри конфигураций основной оболочки) и приводящее поэтому к вращательной схеме связи, выражается как скалярное произведение квадрупольных моментов каждой пары частиц,

$$\left. \begin{aligned} V_{\text{eff}} &= \frac{1}{2} \kappa \sum_{i,j} (q(i) q(j))_0, \\ q_u(i) &= r_i^2 Y_{2u}(\vartheta_i, \varphi_i). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Эта двухчастичная сила эквивалентна взаимодействию каждой частицы с полным квадрупольным моментом системы и, следовательно, наличию эллипсоидальной деформации в среднем потенциале.

Возвращаясь назад, отметим, что важным уроком этого исследования было выяснение того, что выстроенная волновая функция

$$\Psi = \mathcal{A}(\psi_{k_1}(x_1) \psi_{k_2}(x_2) \dots \psi_{k_A}(x_A)), \quad (3)$$

полученная в виде простого произведения одночастичных состояний в самосогласованном деформированном потенциале, служит отправной точкой для конструирования полной многотельной волновой функции *). В самом деле, такая точка зрения подразумевалась при установлении классификации, основанной на схеме Нильссона. Однако обнаружение точного решения в схеме SU_3 , даже для сверхупрощенной модели, способствовало большему доверию к этому приближению.

Второе главное направление исследований заключалось в многочастичной интерпретации ядерного эффекта спаривания. Как мы видели, эта проблема стала решающей для количественного анализа коллективного движения в ядрах. История эффекта спаривания уходит далеко к первым дням ядерной физики²¹. Вследствие открытия нейтрона стало возможным интерпретировать накопленную систематику о различии стабильности нечетных и четных ядер с помощью дополнительной связи, возникающей при четном числе протонов или нейтронов²². Впоследствии этот эффект дал основу для понимания поразительного различия процесса деления нечетных и четных изотопов урана²³. Эффект спаривания сыграл также существенную роль в развитии модели оболочек, так как он подвел базис для интерпретации многих свойств нечетных ядер, используя состояния последней нечетной частицы²⁴⁻²⁶.

*) Волновая функция, даваемая соотношением (3), описывает внутреннее состояние в отсутствие вращения и может быть непосредственно использована для получения правил интенсивностей низшего порядка теории возмущений. Зависящие от I величины, например, вращательная энергия, получаются в результате включения вращательных возмущений во внутреннее движение, как в модели принудительного вращения. Схема связи SU_3 описывает особый случай, когда полная волновая функция с включением вращательных эффектов может быть выражена как проекция внутренней волновой функции на состояние с данным угловым моментом¹⁸. Такая проектированная волновая функция использовалась ранее¹⁹; см. также дискуссию в книге²⁰.

Ключ для понимания корреляционного эффекта, которым обусловлено различие нечетных и четных ядер, был найден после открытия Бардином, Купером и Шриффером глубокой новой концепции для объяснения электронных корреляций в сверхпроводниках ²⁷ *). Было весьма примечательно, что корреляции, которые, казалось, должны были бы объясняться очень сложным образом, могли быть просто выражены в терминах обобщенной одночастичной проблемы, когда частицы движутся в потенциале, который рождает и уничтожает пары частиц, создавая, таким образом, квазичастицы, являющиеся суперпозицией частиц и дырок ^{30, 31}. Можно было также заметить, что многотельная волновая функция выражает обобщение схемы связи Ракá с квантовым числом «сеньорити» ³². Эта схема связи была использована для интерпретации одночастичного движения в ядрах.

Таким образом, появились основные инструменты для микроскопического анализа схем связи, встречающихся в низкоэнергетических ядерных спектрах. Они вскоре были использованы для объяснения моментов инерции вращающихся ядер ³³⁻³⁶, поверхностей потенциальной энергии и инерциальных параметров для колебательных возбуждений сферических ядер ^{33, 37}, а также эффектов парных корреляций во многих процессах ³⁸⁻⁴¹.

Это, действительно, был период основного развития в понимании проблемы многих тел. Плодотворное воздействие оказало получение сведений из изучения многих различных систем, предоставляемых Природой, включая «элементарные частицы», изучение которых стимулировало развитие мощных методов релятивистской теории поля. В описании коллективного движения существенное прояснение произошло при разработке нового способа рассмотрения нормальных видов колебания, как построенных из двух коррелированных квазичастичных (или частично-дырочных) возбуждений. Главная часть взаимодействия рождает и уничтожает два таких основных возбуждения. Следовательно, колебания могут быть получены из решения обобщенной проблемы двух тел ⁴². Это приближение не только дополнило адиабатическое описание коллективного ядерного движения, разработанное ранее, но и дало больший простор концепции колебательного движения, что имело важное значение для последующего развития.

Общая картина ядерной физики на этом этапе ее развития была прекрасно обрисована Вайскопфом в его заключительном докладе на конференциях в Кингстоне в 1960 г. Он часто повторял в своем выступлении: «Это работает удивительно хорошо» **).

БОЛЬШОЕ РАЗНООБРАЗИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВИДОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ

В то время как в образовании низкочастотных спектров доминируют переходы частиц внутри частично заполненных оболочек, с возбуждением замкнутых оболочек связаны новые виды ядерной динамики. Классиче-

*) Для нас было удачным обстоятельство, что Дэвид Пайнс летом 1957 г. провел несколько месяцев в Копенгагене и за это время ввел нас в новую удивительную область — теорию сверхпроводимости. После дискуссий с ним стало очевидным, что эти концепции имеют отношение к проблеме парных корреляций в ядрах ²⁸. Важным вопросом, обсуждавшимся в этих дискуссиях, был факт постепенного накопления экспериментальных данных о существовании энергетической щели в спектрах возбуждения ядер, которая напоминала энергетическую щель, найденную в сверхпроводниках ^{15, 28}. (Экспериментальные данные, существенные для распознавания различий в спектрах возбуждения нечетных и четных ядер, были получены при спектроскопических исследованиях ядер ¹⁸²W и ¹⁸³W в условиях высокого разрешения с помощью спектрометра с изогнутым кристаллом ²⁹.)

**) Мы хотим с благодарностью отметить большое значение для нас личного общения с Вики Вайскопфом, который вдохновлял целое поколение физиков-ядерщиков.

ским примером коллективного возбуждения этого типа является «гигантский дипольный резонанс», который был открыт при изучении фотопроцессов вскоре после окончания войны⁴³. Интерпретация этому явлению может быть дана в терминах коллективного движения нейтронной и протонной жидкости друг относительно друга^{44, 45}.

После разработки модели оболочек были сделаны попытки описать фотопоглощение в терминах одночастичных возбуждений⁴⁶. При этом, однако, встретилась трудность, состоящая в том, что одночастичные возбуждения, которые должны нести основную часть интенсивности дипольного перехода, возникают в части спектра, значительно отстоящей от области наблюдаемого сильного дипольного поглощения (рис. 2). Это привело

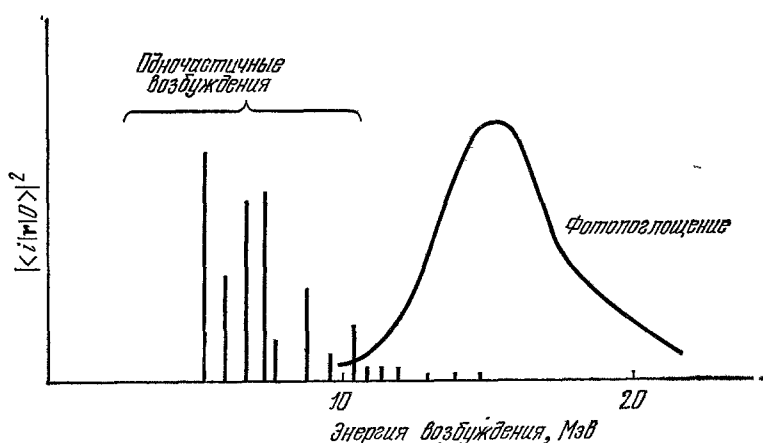


Рис. 2. Частотное распределение ядерных электрических дипольных возбуждений. На рисунке схематически показано (для $A \approx 100$) распределение дипольной силы для одночастичных возбуждений в сравнении с наблюдаемым частотным распределением сечения фотопоглощения.

к оживленным обсуждениям, и в течение некоторого времени казалось, что одночастичное и коллективное описание представляют собой противоположные и взаимоисключающие интерпретации⁴⁷.

Шаг вперед в решении проблемы был сделан в результате изучения эффектов взаимодействия в одночастичных возбуждениях ядра ^{16}O , имеющего заполненные оболочки. Была обнаружена определенная тенденция к образованию линейных комбинаций различных частично-дырочных конфигураций, вбирающих основную часть дипольной силы и сдвигающих ее к большим энергиям⁴⁸. Сильно упрощенная модель, основанная на вырожденных одночастичных возбуждениях, например, в потенциале гармонического осциллятора, снова была весьма полезна для понимания, поскольку она давала точные решения, в которых полная дипольная сила была сосредоточена на одном высокочастотном возбуждении^{49, 50}. Как вскоре будет видно, эта схематическая модель проявилась также в рамках более общего описания нормальных видов возбуждения в проблеме, изложенной выше.

При выполнении этой программы возникает неопределенность в определении эффективных сил, которые должны быть использованы. Однако было обнаружено, что взаимодействие можно выразить в виде среднего осциллирующего потенциала, который действует на нейтроны и протоны с противоположным знаком и сила которого может быть сопоставлена с изовекторной компонентой статического центрального потенциала, суще-

ствующей в ядрах с избытком нейтронов ^{20, 51} *). Действительно, можно заметить, что образование всех идентифицированных видов коллективного ядерного движения связано со средними полями (обладающими специфической симметрией), генерированными эффективным взаимодействием.

Новый взгляд на способ, посредством которого из-за взаимодействий в различных каналах возбуждения частиц создаются колебательные движения, открывает совершенно новые перспективы, так как он освобождает от классического представления колебательного движения и позволяет вообразить несравненно большее разнообразие колебательных явлений, характерных для квантовых систем. Наличие этих перспектив стало

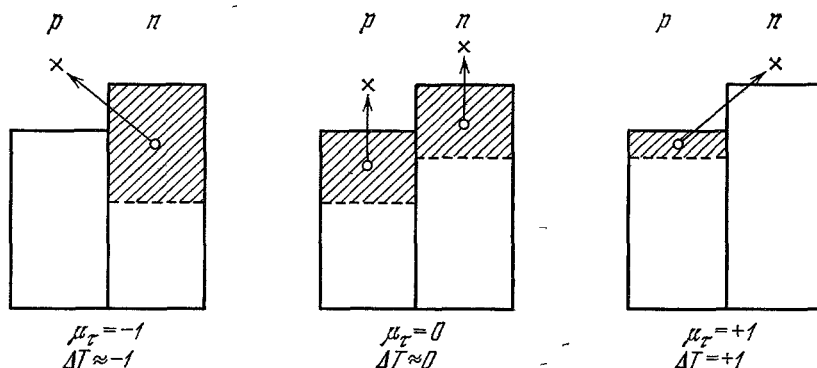


Рис. 3. Одночастичные дипольные возбуждения в ядрах с нейтронным избытком.

Прямоугольники изображают занятые протонные (p) и нейтронные (n) орбиты, а заштрихованные области соответствуют орбитам тех частиц, которые могут быть возбуждены изовекторным дипольным полем с различными компонентами μ_T . При больших нейтронных избытках эти возбуждения приводят к изменению в квантовом числе полного изоспина (ΔT) на величину, равную μ_T . Рисунок взят из книги ²⁰.

очевидным 10—15 лет назад, однако в то время было очень мало экспериментальных данных, на основе которых можно было построить новые представления. Понимание некоторых особенностей этой богатой цепи возможностей стало возможным в результате постепенного процесса (который на десятилетие задержал выход в свет книги ²⁰) и который продолжается до сих пор. Несколько примеров могут создать впечатление о сфере этих новых явлений.

Дипольный тип имеет изовекторный характер и каждый квант возбуждения несет единицу изоспина. Поэтому он является компонентой триплета, включающего также возбуждения, которые превращают нейтроны в протоны и наоборот. В ядрах с равным числом нейтронов и протонов в основном состоянии полный изоспин $T_0 = 0$. В этом случае триплет возбуждений представляет собой изобарический мультиплет, и поэтому может быть легко выражен в терминах вращений в пространстве изоспина. Однако в ядрах с избытком нейтронов и изоспином $T_0 \neq 0$ в основном состоянии дипольные возбуждения с обменом заряда могут существенно отличаться от дипольных возбуждений с нулевой компонентой изоспина (рис. 3). Результирующий спектр дипольных возбуждений схематически представлен на рис. 4. Он представляет собой пример

*) Близкое подобие результатов гидродинамического и микроскопического описания является особой чертой дипольного типа возбуждения ²⁰, что связано с концентрацией одночастичной функции отклика для этого канала в узком диапазоне частот (см. рис. 2).

нарушения симметрии из-за отсутствия изобарической изотропии в «вакууме» (основное состояние ядра). Некоторые характерные признаки примеров, приведенных на рис. 4, нашли экспериментальное подтверждение, но главную часть этой богатой структуры еще следует изучать *).

Другое направление концепции колебательного движения связано с возможностью существования коллективных полей, способных рождать или уничтожать пары частиц, в противоположность полю, связанному с дипольным видом возбуждения, которое создает частично-дырочные

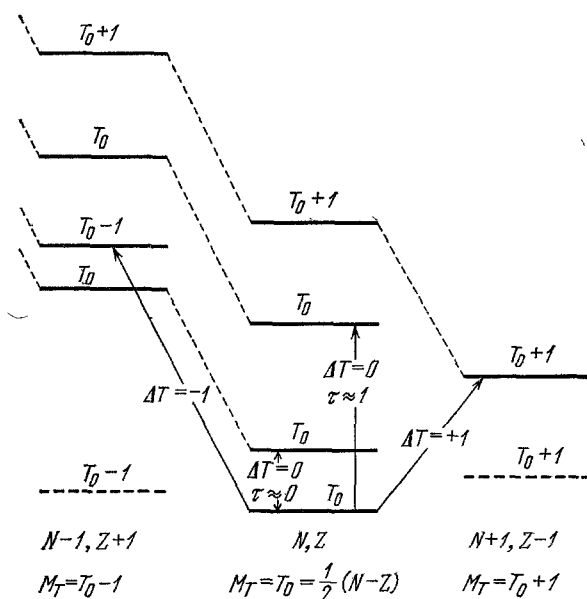


Рис. 4. Изотопические спины колебательных возбужденных состояний в ядрах с избытком нейтронов.

Основное состояние таких ядер имеет проекцию полного изоспина $M_T = (N - Z)/2$ и полный изоспин $T_0 = M_T$. На рисунке схематически приведены примеры состояний, образованных посредством добавления колебательного кванта с изоспином $\tau = 0$ и $\tau = 1$. Изобарические аналоговые состояния соединены тонкими штриховыми линиями. Основные состояния изобар с $M_T = T_0 \pm 1$ изображены штриховыми линиями. (Рисунок взят из книги ²⁰.)

пары и, следовательно, сохраняет число частиц. Новые поля обусловлены эффектом спаривания в ядерных взаимодействиях, стремящимся связывать пары частиц в сильно коррелированные состояния с угловым моментом, равным нулю. Добавление такой пары к заполненной оболочке создает возбуждение, которое может быть повторено и, следовательно, может рассматриваться как квант колебательного вида движения. На рис. 5 изображен колебательный спектр, основанный на парных возбуждениях двух типов — добавление или удаление нейтронов из заполненной оболочки ядра ^{208}Pb . Таким образом, образуется колебательная полоса, члены которой принадлежат различным ядрам. В системах с большим числом частиц вне заполненных оболочек основное состояние можно рассматривать аналогично сверхпроводнику, как конденсат из коррелированных пар ⁵⁴. Этот конденсат может быть представлен как проявление статической *деформации* в величине парного поля, причем добавление или удаление пар из конденсата вызывает вращательный вид возбуждения.

*) Краткое изложение этого исследования приведено в работе Фальероса ⁵² и в книге ²⁰.

Прояснение динамической роли парных полей в ядрах явилось результатом тесной взаимосвязи экспериментальных и теоретических работ *). Решающий вклад со стороны эксперимента был получен при исследовании реакций, в которых к ядрам добавляется или удаляется коррелированная пара нуклонов, например, в (t, p) - или (p, t) -реакциях⁵⁹.

Новый взгляд на колебательные движения привел также к важному пониманию осцилляций формы. В то время как ранние работы основывались на классической картине, даваемой моделью жидкой капли^{4, 60}

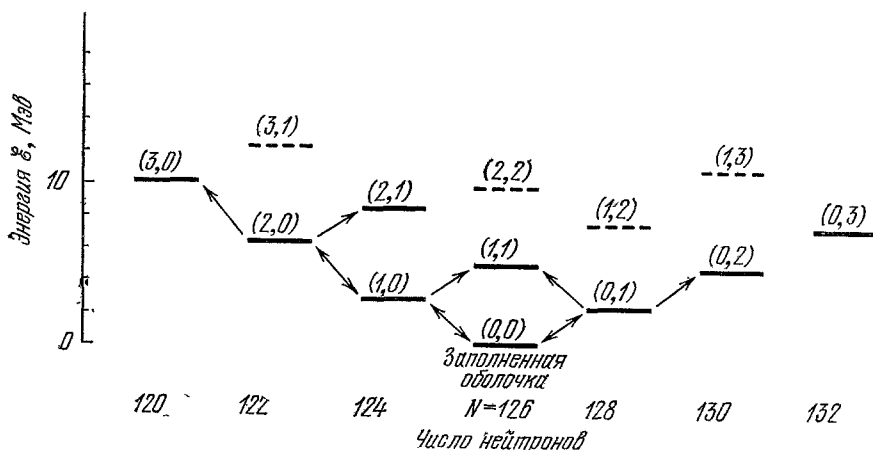


Рис. 5. Нейтронные монополярные парные колебательные возбуждения на основе ядра ^{208}Rb .

Уровни в парном колебательном спектре помечены квантовыми числами (n_-, n_+) , где n_{\pm} соответствует числу коррелированных пар со спином $J = 0$, которые добавлены или удалены из заполненной оболочки ядра ^{208}Rb . Таким образом, уровни $(n_-, 0)$ и $(0, n_+)$ соответствуют основным состояниям четных изотопов свинца. Экспериментально обнаруженные уровни изображены сплошными линиями. Штриховыми линиями показано предполагаемое местонахождение дополнительных уровней. Сильные процессы двухнейтронных передач $((pt)$ и $(tp))$, которые обнаружены к настоящему времени, помечены стрелками. (Рисунок взят из работы⁵⁹.)

урок микроскопической теории заставил начать анализ коллективных видов посредством изучения одночастичных возбуждений, создаваемых полями с подходящей симметрией.

Пример такой одночастичной функции отклика для квадрупольных возбуждений приведен на рис. 6. Он показывает, что квадрупольные возбуждения проявляются в двух довольно различных областях частот. Первая область связана с переходами внутри частично заполненных оболочек и приводит к возникновению низкочастотного квадрупольного вида возбуждения, рассмотренного выше. Вторая область частот в квадрупольной функции отклика связана с переходами между орбитами, разделенными двумя главными оболочками, и включает в себе большую часть силы осциллятора. Эта группа переходов вызывает высокочастотный коллективный вид возбуждения, обнаружения которого с нетерпением ожидали в течение многих лет⁶¹. Несколько лет назад этот вид был идентифицирован в исследовании неупругого рассеяния электронов (рис. 7), а затем было обнаружено, что он является характерной чертой широкого набора экспериментов по неупругому рассеянию⁶³. Это открытие сделало возможным более глубокое изучение одной из фундаментальных степеней свободы в ядрах.

*) Концепция парных колебаний в ядрах развивалась благодаря дискуссии в работе Хогазен-Фельдмана⁵⁵, ранней версии книги²⁰ (см., например, ⁵⁶) и работе Беса и Бролли⁵⁷. Возбужденные состояния парного колебательного вида были обнаружены для ядер, близких к ^{208}Rb , Бьёргорлом, Хансеном, Гатаном и Хиндсом⁵⁸.

Возвращаясь к обсуждению квадрупольной функции отклика, отметим, что низкочастотные возбуждения отражают следствие вырожденности одночастичного спектра, которое обуславливает тенденцию к нарушению сферической симметрии и к образованию сфероидальной равновесной

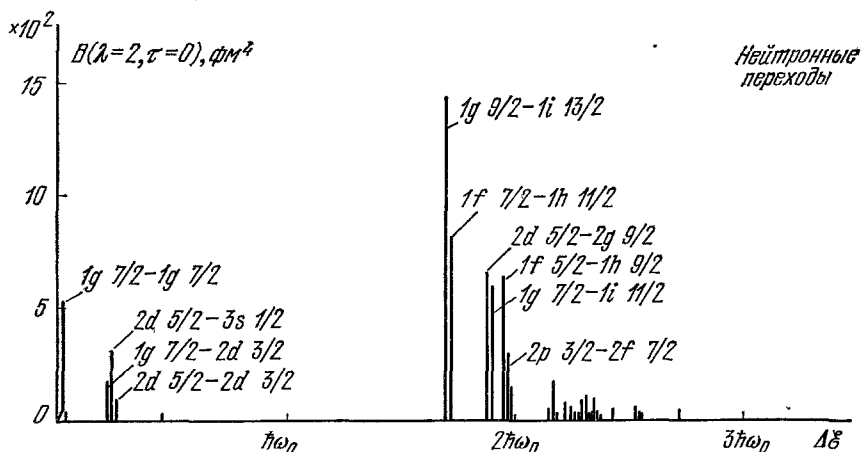


Рис. 6. Одночастичная функция отклика для квадрупольных возбуждений. Рисунок показывает интенсивности переходов, вызываемых квадрупольным оператором $r^2 Y_{2\mu}$, действующим на ядро с числом нейтронов $N = 60$. Одночастичный спектр был получен для потенциала гармонического осциллятора с добавлением спин-орбитальной связи и ангармонических членов, отражающих более плоское дно и более крутые стенки ядерного потенциала. Энергии возбуждения нанесены в единицах частоты осциллятора ω_0 . Для рассматриваемого ядра $\hbar\omega_0 \approx 8,7$ Мэв. (Рисунок взят из книги ²⁰.)

формы (эффект Яна — Теллера). Могут спросить: что лежит в основе этой вырожденности одночастичного спектра? Вероятно, этот вопрос

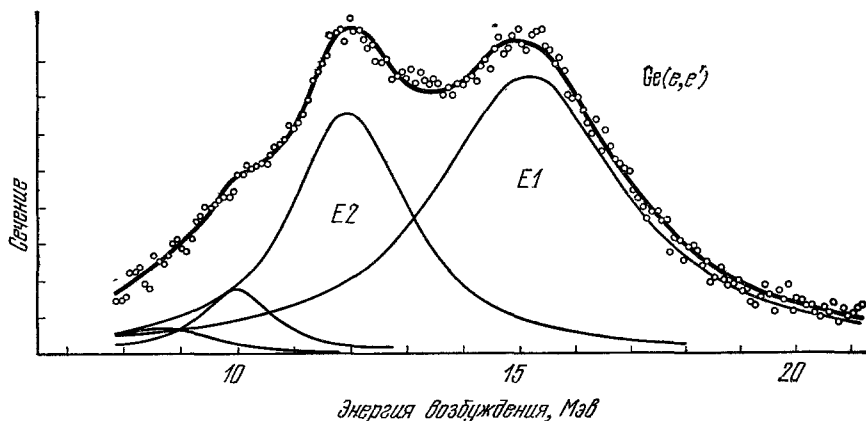


Рис. 7. Непругое рассеяние электронов на цери.

Линия с большей энергией соответствует хорошо известному изовекторному дипольному резонансу, наблюдаемому в фотопоглощении, а резонанс при энергии возбуждения около 12 Мэв приписывается изоскалярному квадрупольному резонансу. (Рисунок взят из работы ⁶².)

никогда не ставился серьезно до открытия делящихся изомеров ⁶⁴, которое обнаружило существование важных оболочечных эффектов в потенциалах, сильно отклоняющихся от сферической симметрии ⁶⁵ (форма в седловой точке). Эти работы с особой остротой поставили вопрос об основных

условиях для существования значительного вырождения в спектре собственных значений волнового уравнения. Оказалось возможно связать этот вопрос с появлением вырожденных семейств периодических орбит в соответствующей классической проблеме^{20, 66, 67}. Нестабильности, возникающие для частично заполненных оболочек прямо отражают геометрию этих классических орбит. Таким образом, наблюдаемые квадрупольные деформации в ядрах могут быть обусловлены наличием эллиптических орбит для движения частиц в потенциале гармонического осциллятора (рис. 8). Ядерный потенциал в тяжелых ядрах допускает орбиты с трехугольной симметрией, и, действительно, имеются данные о зарождающейся октаупольной неустойчивости в тяжелых ядрах.

СОВРЕМЕННЫЙ ВЗГЛЯД НА СВЯЗ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ И КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Таким образом, картина ядерной динамики, возникшая из этих исследований, включает большое разнообразие различных коллективных возбуждений, которые настолько

же элементарны, как сами одночастичные возбуждения, в том смысле, что они остаются приблизительно независимыми при конструировании ядерного спектра возбуждений. Примеры суперпозиции элементарных видов возбуждения приведены на рис. 9 (см. также рис. 5).

Центральным элементом в анализе элементарных видов возбуждения и их взаимодействий является связь частицы с колебанием, которая выражает вариации среднего потенциала, связанные с коллективной колебательной амплитудой. Эта связь представляет собой организующий элемент, который генерирует самосогласованные коллективные типы возбуждений из возбуждений частиц. В то же время она приводит к взаимодействиям, которые дают естественный предел для анализа в терминах элементарных видов возбуждения.

Информация о связи колебательного движения и движения частиц приходит из многих различных источников. Для некоторых типов, таких как осцилляции формы, связь может быть сопоставлена с наблюдаемыми статистическими потенциалами. Более общие связи проявляются непосредственно в процессах неупругого рассеяния и косвенным образом в свойствах различных видов возбуждения и их взаимодействий.

Разумеется, средние одночастичные потенциалы, возникающие при связи частицы с колебанием, в конце концов имеют отношение к лежащим в их основе нуклонным взаимодействиям. Действительно, многие из наших коллег подчеркнули бы, что описание, которое не основано явным образом на этих взаимодействиях, является неполным. Мы хотели тем не менее отметить, что эти потенциалы представляют собой физически значимые величины, в терминах которых можно установить соотношения между многими различными ядерными явлениями *).

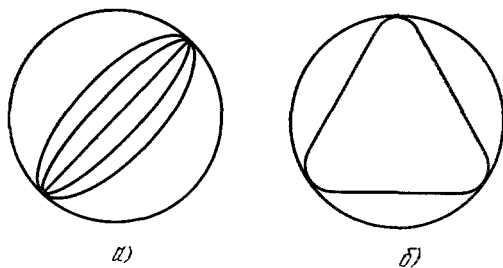


Рис. 8. Периодические (классические) орбиты в ядерном потенциале.

При малых значениях углового момента движение напоминает движение по эллиптическим орбитам в осцилляторном потенциале (а). Для больших значений углового момента вследствие влияния довольно резкой границы ядра могут появиться орбиты, близкие к треугольным (б).

*) Этот результат оказывается свойственным всем системам многих тел с сильным взаимодействием от конденсированного вещества до элементарных частиц. Рассмотр-

Конечно, представляет большой интерес использование обширной и точной информации о двухтельных силах и о структуре адронов для того, чтобы пролить свет на средние ядерные потенциалы. Проблема является классической в ядерной физике. Она продолжает открывать новые

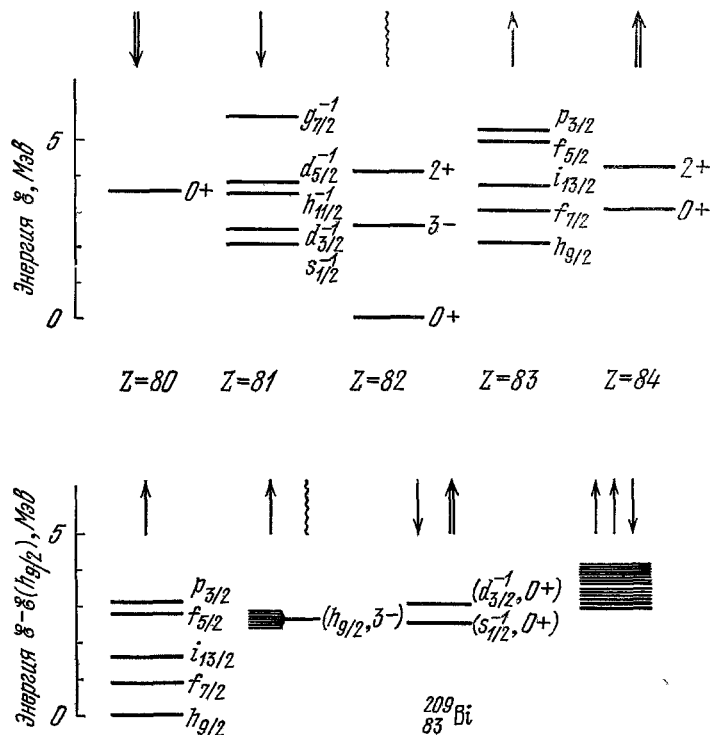


Рис. 9. Элементарные возбуждения на основе заполненной оболочки ядра ^{208}Pb . В верхней части рисунка показаны фермионные возбуждения, состоящие в добавлении или удалении единичного протона ($\Delta Z = +1$ или $\Delta Z = -1$), и бозонные возбуждения, включающие коррелированные пары протонов ($\Delta Z = \pm 2$), а также коллективные колебания формы (частично-дырочные возбуждения) в самом ядре ^{208}Pb . В нижней части рисунка показан наблюдаемый спектр ядра ^{209}Bi , в котором имеются одночастичные состояния и состояния, состоящие из комбинаций единичной частицы или единичной дырки с коллективным бозоном. Конфигурация ($h_{9/2}, 3^-$) приводит к септуплету состояний с $I = 3/2, 5/2, \dots, 15/2$, которые были полностью идентифицированы в энергетической области в несколько сотен кэВ (см. далее рис. 12). Как показано в правой части рисунка, при энергии возбуждения около 3 МэВ наблюдается довольно густой спектр состояний две частицы — одна дырка. (Рисунок взят из работы ⁵⁸)

грани, не только вследствие сложности ядерных сил, но также благодаря многим сложным корреляциям, которые могут вносить вклад в эффективные взаимодействия в ядерной среде.

Основные матричные элементы для связи частицы с колебанием можно выразить с помощью диаграмм, приведенных на рис. 10. Они образуют базис ядерной теории поля, основанной на элементарных возбуждениях фермионного и бозонного типов. В низшем порядке связь приводит к перенормировке эффективных моментов частицы, что иллюстрируется диаграммами на рис. 11. Эта перенормировка представляет собой основной эффект

ренное здесь приближение имеет близкое отношение к теории ферми-жидкости, разработанной Ландау ⁶⁸. В этой теории оперируют с феноменологическим эффективным взаимодействием между квазичастицами, из которого можно получить связь между частичными и коллективными типами возбуждения. Описание ядерной динамики в терминах концепций, использованных в теории ферми-жидкости, было разработано Мигдалом ⁶⁹.

в переходах между низколежащими одночастичными состояниями и дает ответ на старую дилемму о распределении силы между возбуждениями частиц и коллективными типами возбуждений. Так, например, одночастичные возбуждения дипольного типа имеют очень малую примесь



Рис. 10. Основные диаграммы для связи частицы с колебанием.

Сплошные линии соответствуют частицам, волнистые линии — фононам коллективного возбуждения. Связь частицы с колебанием рождает или уничтожает колебательный квант и в то же время или рассеивает частицу (или дырку), или создает пару частица — дырка.

коллективного возбуждения, достаточную для того, чтобы практически свести к нулю дипольный момент изолированной частицы *).

Действие связи частицы с колебанием в высших порядках создает множество различных эффектов, включая взаимодействия между различными элементарными видами возбуждений, ангармоничность колебательного движения, вклад в собственные энергии и т. д. Пример этого дает

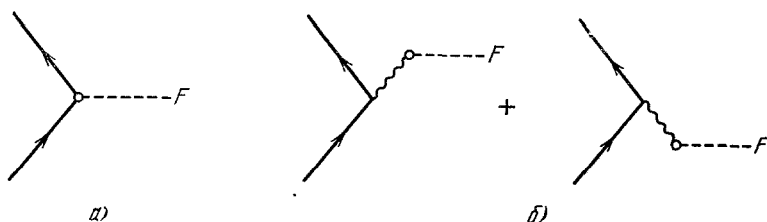


Рис. 11. Перенормировка матричных элементов одночастичного момента, возникающая из-за связи частицы с колебанием.

Момент F может быть любым оператором, который действует на степени свободы единичной частицы, например, электрическим или магнитным моментом, моментом перехода при β -распаде, и т. д.

а) Изолированный момент; б) поляризационный эффект.

взаимодействие между единичной частицей и фоном в ядре ^{209}Bi (рис. 12) **). Низшее однопротонное состояние $h_{9/2}$ может наложиться на октупольное возбуждение, найденное в ядре ^{208}Pb и образовать септуплет со спинами $I = 3/2, \dots, 15/2$. В расщепление септуплета вносит

*) В то время как перенормировка электрического квадрупольного оператора следует непосредственно из связи с деформацией ядерной поверхности ^{15, 20}, появление больших отклонений в значениях магнитных моментов для конфигураций с одной частицей вне заполненных оболочек бросало особенно серьезный вызов описанию в терминах частиц, связанных с поверхностными колебаниями (см., например, работу ⁴). Ключом к пониманию этого эффекта явилось обнаружение того, что некоторые особые виды смешивания конфигураций могут привести к большим эффектам первого порядка для магнитных моментов ^{70, 71}. Позже было обнаружено, что это было проявлением связи частицы с колебанием, включающей коллективные возбуждения типа спин-флип ($\lambda\pi = 1 +$) ^{20, 61}. Экспериментальное доказательство существования таких видов возбуждений в тяжелых ядрах было получено значительно позже ⁷². Интерпретация сильных $M1$ -переходов в легких ядрах обсуждалась Куратом ⁷³ для промежуточного случая между (L, S) - и (jj) -связью.

**) Открытие слабосвязанного мультиплет в ядре ^{209}Bi ⁷⁵ было основным стимулом для исследования проблемы связи частицы с колебанием ^{20, 76}.

вклад октупольная связь, которую можно оценить из диаграмм второго порядка, изображенных на рис. 13 (и которые соответствуют диаграммам

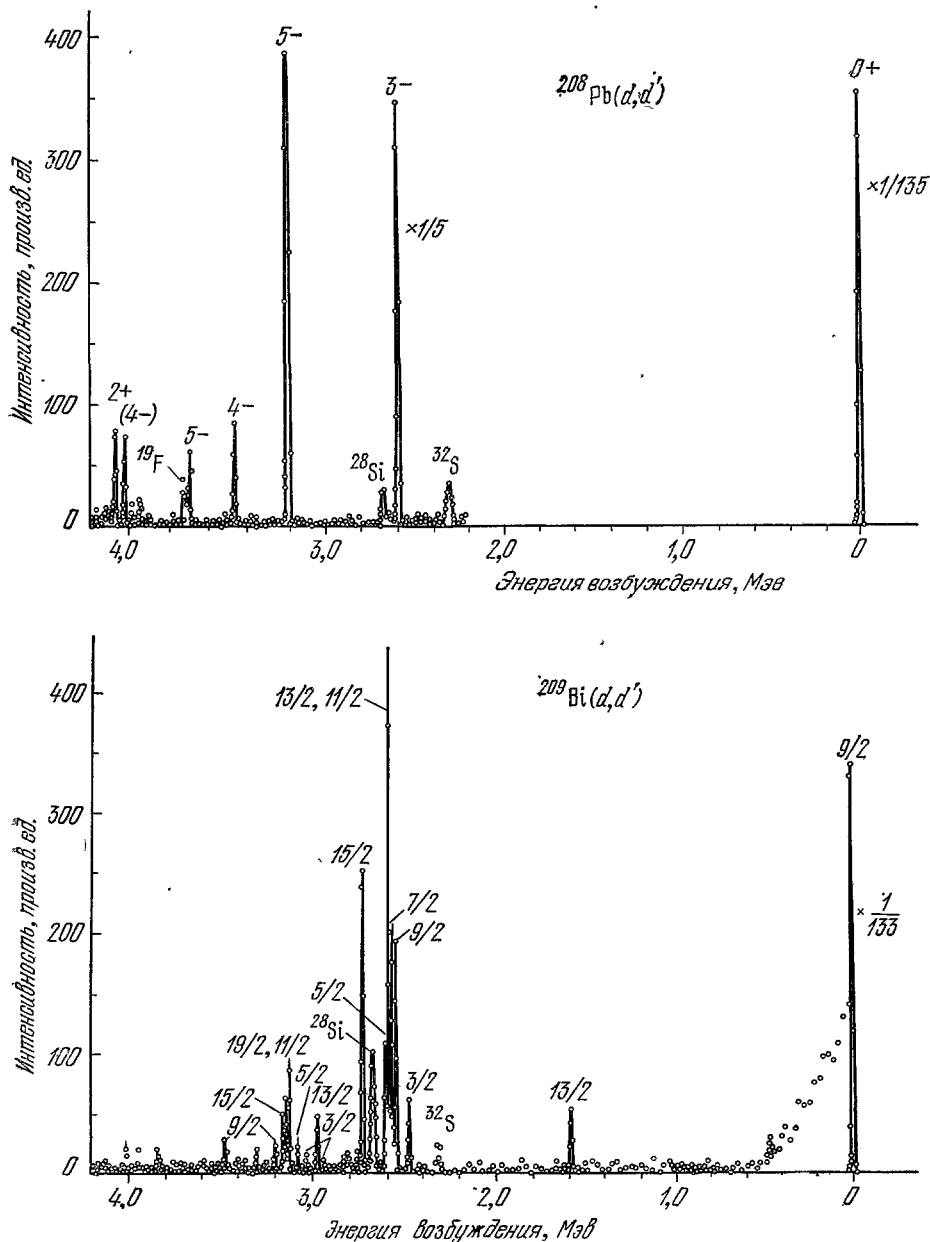


Рис. 12. Энергетические спектры дейтронов, рассеянных на ядре ^{208}Pb , ^{209}Bi .

Рисунки взяты из книги ²⁰ и основаны на данных работы ⁷⁴. Четкая группа неупруго рассеянных дейтронов на ядре ^{208}Pb соответствует возбуждению октупольного колебательного фонона ($I^\pi = 3^-$; $\hbar\omega_3 = 2,6$ Мэв). В ядре ^{209}Bi основное состояние имеет спин $I = 9/2$, что соответствует единичному $h_{9/2}$ -протогу вне заполненной оболочки. Возбуждение октупольного кванта ведет к септуплету состояний вблизи энергии 2,6 Мэв со спинами $I = 3/2, 5/2 \dots 15/2$.

для эффекта Комптона в электродинамике). Важной чертой этого расчета является учет во взаимодействии антисимметризации между рассматриваемой частицей и частицами, из которых построено колебательное воз-

буждение. Этот эффект содержится в последней диаграмме на рис. 13, как схематически показано на рис. 14. Подобно этому третья диаграмма на рис. 13 содержит эффект симметрии Бозе для двух одинаковых октупольных квантов.

Связь частицы с колебанием приводит также к взаимодействию между «перекрестными» каналами. Это иллюстрируется на рис. 15, который описывает связь члена септуплета со спином $I = 3/2$ ядра ^{209}Bi с состоянием,

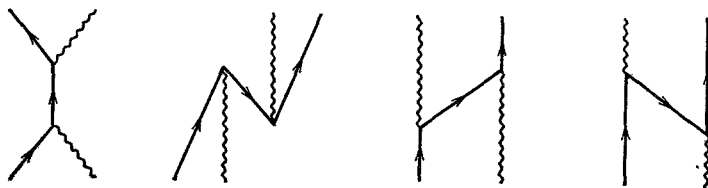


Рис. 13. Диаграммы второго порядка, дающие вклад в энергию мультиплета частица — фонон.

полученным в результате суперпозиции кванта, состоящего из связанной пары протонов с угловым моментом, равным нулю (как в основном состоянии ядра ^{210}Po), и единичной протонной дырки в конфигурации $d_{3/2}^{-1}$ (что

наблюдается в спектре ядра ^{207}Tl). При рассмотрении этой диаграммы правильно учитывается неортогональность двух упомянутых конфигураций. Эта неортогональность должна быть и в общем случае, когда одновременно присутствуют квант типа частица — дырка и квант, состоящий из двух частиц или дырок.

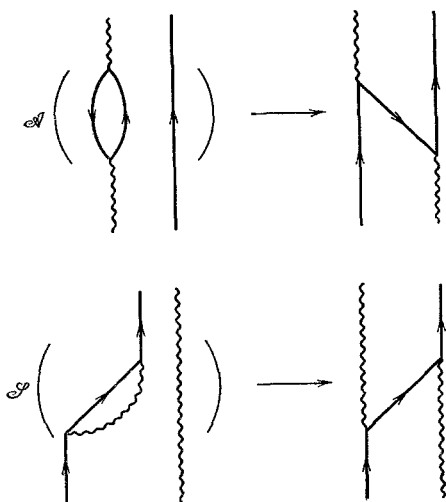


Рис. 14. Сопоставление диаграмм, связанных с симметризацией состояний частица плюс фонон.

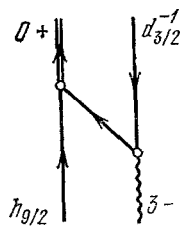


Рис. 15. Связь между конфигурациями $(h_{9/2} 3^-) 3/2^+$ и $(d_{3/2}^{-1} 0^+) 3/2^+$, осуществляемая через посредство вершины «частица — колебание».

По-видимому, как следует из приведенных примеров, полевая теория ядра, основанная на связи частицы с колебанием, дает систематический подход для рассмотрения старой проблемы избытка степеней свободы, а также вопросов, возникающих из-за тождественности частиц, присутствующих явным образом, и частиц, принимающих участие в коллективном движении^{50, 77}. Это направление находится на одном из передних рубежей в современном исследовании динамики ядра.

Оглядываясь назад на все это направление исследований, нельзя не заметить большое богатство и разнообразие корреляционных эффектов в ядрах. Этот вывод совпадает с результатами, полученными во многих других областях квантовой физики и отражает практически неисчерпаемые возможности квантовых систем многих тел. Становятся все более очевидными взаимосвязи между проблемами, встречающимися в различных областях квантовой физики систем с многими степенями свободы. Это вдохновляет не только физиков-ядерщиков, которые находятся на промежуточной ступени квантовой лестницы. Заглядывая вперед, мы чувствуем, что попытка рассматривать различные области квантовой физики как единое целое, может, даже в еще большей степени, чем сейчас, способствовать более глубокому пониманию всей рассмотренной области исследований.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. L. Foldy, F. J. Milford, Phys. Rev. 80, 751 (1950).
2. A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, No. 14 (1952).
3. D. L. Hill, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 89, 1102 (1953).
4. A. Bohr, B. R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 27, No. 16 (1953).
5. A. Bohr, Rotational Motion in Nuclei Nobel Lecture, December 11, 1975 (имеется перевод: О. Бор, Вращательное движение в ядрах, УФН 120, 543 (1976) — в данном номере журнала).
6. G. Scharff-Goldhaber, J. Weneser, Phys. Rev. 98, 212 (1955).
7. M. Goldhaber, A. W. Sunyar, *ibid.* 83, 906 (1951).
8. G. Scharff-Goldhaber, Physica 18, 1105 (1952).
9. P. Preiswerk, P. Stähelin, Helv. Phys. Acta 24, 623 (1951).
10. S. Rosenblum, M. Valadares, C.R. Ac. Sci. 235, 711 (1952).
11. F. Asaro, I. Perlman, Phys. Rev. 87, 393 (1952).
12. J. J. Kraushaar, M. Goldhaber, *ibid.* 89, 1081 (1953).
13. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
14. D. R. Inglis, Phys. Rev. 96, 1059 (1954).
15. A. Bohr, B. R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 30, No. 4 (1955).
16. A. E. Litherland, H. McManus, E. B. Paul, D. A. Bromley, H. E. Gove, Can. J. Phys. 36, 378 (1958).
17. D. Kurath, L. Pičman, Nucl. Phys. 10, 313 (1959).
18. J. P. Elliott, Proc. Roy. Soc. A245, 128, 562 (1958).
19. D. L. Hill, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 89, 1102 (1953).
20. R. E. Peierls, J. Yoccoz, Proc. Phys. Soc. A70, 381 (1957).
21. J. Yoccoz, *ibid.*, p. 388.
22. F. Villars, Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, 185 (1957).
23. A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, v. 2, Reading, Mass., W. A. Benjamin, Inc., 1975.
24. E. Rutherford, J. Chadwick, C. D. Ellis, Radiations from Radioactive Substances, Cambridge, Univ. Press., 1930.
25. W. Heisenberg, Zs. Phys. 78, 156 (1932).
26. N. Bohr, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
27. M. G. Mayer, *ibid.* 78, 22 (1950).
28. G. Racah, in: Farkas Memorial Volume, Ed. A. Farkas and E. P. Wigner, Research Council of Israel, Jerusalem, 1952.
29. G. Racah, I. Talmi, Phys. Rev. 89, 913 (1953).
30. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 106, 162, 108, 1175 (1957).
31. A. Bohr, B. R. Mottelson, D. Pines, *ibid.* 110, 936 (1958).
32. J. J. Murray, F. Boehm, P. Marmier, J. W. M. Du Mond, *ibid.* 97, 1007 (1955).
33. Н. Н. Боголюбов, ЖЭТФ 34, 58 (1958).
34. J. G. Valatin, Nuovo Cimento 7, 843 (1958).
35. G. Racah, Phys. Rev. 63, 367 (1943).
36. S. T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31, No. 11 (1959).
37. A. B. Migdal, Nucl. Phys. 13, 655 (1959).
38. J. J. Griffin, M. Rich, Phys. Rev. 118, 850 (1960).

36. S. G. Nilsson, O. Prior, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, **32**, No. 16 (1961).
37. L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen, *ibid.* **32**, No. 9 (1960).
38. V. G. Soloviev, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. **1**, No. 11 (1961); Phys. Lett. **1**, 202 (1962).
39. S. Yoshida, Phys. Rev. **123**, 2122 (1961); Nucl. Phys. **33**, 685 (1962).
40. H. J. Mang, J. O. Rasmussen, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. **2**, No. 3 (1962).
41. B. L. Cohen, R. E. Price, Phys. Rev. **121**, 1441 (1961).
42. A. E. Glassgold, W. Heckrotte, K. M. Watson, Ann. Phys. (N.Y.), **6**, 1 (1959).
R. A. Ferrell, S. Fallieros, Phys. Rev. **116**, 660 (1959).
J. Goldstone, K. Gottfried, Nuovo Cimento **13**, 849 (1959).
S. Takagi, Progr. Theor. Phys. **21**, 174 (1959).
K. Ikeda, M. Kobayasi, T. Marumori, T. Shiozaki, S. Takagi, *ibid.* **22**, 663
R. Arvieu, M. Vénéroni, C. R. Ac. Sci. **250**, 992, 2155 (1960); **252**, 670 (1961).
M. Baranger, Phys. Rev. **120**, 957 (1960).
M. Kobayasi, T. Marumori, Progr. Theor. Phys. **23**, 387 (1960).
T. Marumori, *ibid.* **24**, 331.
D. J. Thouless, Nucl. Phys. **22**, 78 (1961).
43. G. C. Baldwin, G. S. Klaiber, Phys. Rev. **71**, 3 (1947); **73**, 1156 (1948).
44. M. Goldhaber, E. Teller, *ibid.* **74**, 1046 (1948).
45. H. Steinwedel, J. H. D. Jensen, Zs. Naturforsch. **5a**, 413 (1950).
46. См. особенно: D. H. Wilkinson, Physica **22**, 1039 (1956).
47. См., например, The Discussion, in: Proc. of Glasgow Conference on Nuclear and Meson Physics, Ed. E. H. Bellamy and R. G. Moorhouse, Lnd., Pergamon Press, 1955.
48. J. P. Elliott, B. H. Flowers, Proc. Roy. Soc. **A242**, 57 (1957).
49. D. M. Brink, Nucl. Phys. **4**, 215 (1957).
50. G. E. Brown, M. Bolsterli, Phys. Rev. Lett. **3**, 472 (1959).
51. A. Bohr, B. R. Mottelson, in: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA, Vienna, 1969, p. 3.
52. S. Fallieros, in: Intern. Conference on Photonuclear Reactions and Applications, Ed. B. L. Berman, v. 1, p. 401, U.S. Atomic Energy Commission, Oak, Ridge, Tenn., 1973.
53. A. Bohr, B. Mottelson, Ann. Rev. Nucl. Sci. **23**, 363 (1973).
54. P. W. Anderson, in: Lectures on the Many-body Problem, Ed. E. R. Caianiello v. 2, N.Y., Academic Press, 1964, p. 113.
55. J. Høgaasen-Feldman, Nucl. Phys. **28**, 258 (1961).
56. A. Bohr, in Compt. Rend. du Congrès Intern. de Physique Nucléaire, Ed. P. Guggenberger, v. 1, Paris, C.N.R.S., 1964, p. 487; Nuclear Structure. Dubna Symposium, Vienna IAEA, 1968, p. 179.
57. D. R. Bes, R. A. Broglia, Nucl. Phys. **80**, 289 (1966).
58. J. H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan, S. Hinds, *ibid.* **89**, 337.
59. R. A. Broglia, O. Hansen, C. Riedel, Adv. Nucl. Phys. **6**, 287 (1973).
60. N. Bohr, F. Kalckar, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **14**, No. 10 (1937).
61. B. Mottelson, in Proc. of Intern. Conference on Nuclear Structure, Ed. D. A. Bromley and E. W. Vogt, Toronto, Univ. of Toronto Press, 1960, p. 525.
62. R. Pittman, Th. Walcher, Phys. Lett. **B36**, 563 (1971); Zs. Naturforsch. **27a**, 1683 (1972).
63. См., например: G. R. Satchler, Phys. Rept. **14**, 97 (1974).
64. С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнаухов, В. Л. Михеев, А. А. Плевел, Н. К. Скобелев, В. Г. Суботин, Г. М. Тер-Акопьян, В. А. Фомичев, ЖЭТФ **42**, 1464 (1962).
65. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95**, 420 (1967).
66. R. Balian, C. Bloch, Ann. Phys. (N.Y.), **69**, 76 (1971).
67. J. A. Wheeler, in Atti del Convegno Mendeleeviano, Ed. M. Verde, Torino, Accad. delle Scienze di Torino, 1971, p. 189.
W. J. Swiatecki, частное сообщение, 1971.
68. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956); **32**, 59 (1957).
69. А. Б. Мигдал, Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, М., «Наука», 1965.
70. A. Arima, H. Horie, Progr. Theor. Phys. **12**, 623 (1954).
71. R. J. Blin-Stoyle, M. A. Perks, Proc. Phys. Soc. **A67**, 885 (1954).

72. B. L. Berman, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, H. S. Davis, S. C. Fultz, Phys. Rev. **185**, 1576 (1969).
R. Pitthan, Th. Walcher, Zs. Naturforsch. **A27**, 1683 (1972).
73. D. Kurath, Phys. Rev. **130**, 1525 (1963).
74. J. Ungrin, R. M. Diamond, P. O. Tjø m, B. Elbek, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **38**, No. 8 (1971).
75. J. Alster, Phys. Rev. **141**, 1138 (1966).
J. C. Hafele, R. Woods, Phys. Lett. **B23**, 579 (1966).
76. B. R. Mottelson, in: Proc. of Intern. Conference on Nuclear Structure, p. 87, Ed. J. Sanada, Phys. Soc. of Japan, 1968.
I. Hamamoto, Nucl. Phys. **A126**, 545 (1969); **A141**, 1; **A155**, 362 (1970).
D. R. Bès, R. A. Broglia, Phys. Rev. **C3**, 2349, 2389 (1971).
R. A. Broglia, V. Paar, D. R. Bès, Phys. Lett. **B37**, 159 (1971).
77. D. R. Bès, G. G. Dussel, R. A. Broglia, R. Liotta, B. R. Mottelson, Phys. Lett. **B52**, 253 (1974).