

УДК 539.144

АБСОЛЮТНЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

В. Андрейчев

Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики АН НРБ,
София

Дается обзор некоторых новейших исследований абсолютных вероятностей электромагнитных переходов в деформированных нечетных ядрах ($150 < A < 190$). Рассматривается экспериментальное изучение изомеров в наносекундном диапазоне при ядерных реакциях. Экспериментальный материал анализируется на основе неадиабатической модели. Обсуждается влияние смешивания Кориолиса, различных деформаций одноквазичастичных состояний и коллективного движения остова на матричные элементы переходов.

A review is presented including recent investigations of absolute electromagnetic transition probabilities in deformed odd- A nuclei ($150 < A < 190$). The experimental study of nanosecond isomers in nuclear reactions is considered. The experimental data are analysed within a non-adiabatic model. The influence of the Coriolis coupling, different $1QP$ -state deformations and the collective movement of the core on the transition matrix elements is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее ценную информацию о тонкостях ядерной структуры получаем при изучении вероятности γ -переходов, которую для энергии E_γ и мультипольности σL экспериментально можно определить из времени жизни разряжающегося ядерного уровня (изомера). Приведенная вероятность $B(\sigma L)$ -электромагнитного перехода зависит от квадрата матричного элемента перехода между двумя состояниями — начальным $|i\rangle$ и конечным $|f\rangle$:

$$B(\sigma L) \sim |\langle f | M(\sigma L) | i \rangle|^2,$$

где $M(\sigma L)$ — мультипольный оператор. Другие величины, например статистические моменты и энергии, характеризуют только один уровень. Так как зависимость от структуры двух состояний квадратична, то вероятность переходов высоко чувствительна к дета-

лям ядерных волновых функций. Поэтому величины B (σL) имеют важное значение при проверке и дальнейшем уточнении ядерных моделей. Кроме того, они дают сведения о внутренних квадрупольных моментах Q_0 и гиромангнитных отношениях g_K , g_R . Определение вероятностей γ -переходов методами, применяемыми в настоящее время, требует, как правило, сложных экспериментов и предполагает известность схемы уровней данного ядра. Чтобы рассчитать вероятность перехода, необходимы волновые функции участвующих состояний, по крайней мере, в каком-то одном приближении. Это значит, что начальные теоретические расчеты энергии должны быть закончены до того, как приступим к расчетам вероятностей переходов. В результате получение и анализ экспериментальных данных о ядерных изомерах возможны только в том случае, если мы располагаем определенной информацией о структуре данного ядра. Поэтому накопление экспериментальных значений абсолютной вероятности переходов и модельные расчеты для их интерпретации происходят на практике заметно медленнее, чем при накоплении данных об энергиях уровней.

Для полного понимания структуры ядра нужны комплексные исследования ядерных свойств. При этом напомним о принципиальной разнице между погрешностями в энергиях и волновых функциях состояний в квантовой механике при параметризации гамильтониана. Если принятое значение параметра β , от которого зависит гамильтониан, отличается от «истинного» значения β_0 на $\Delta\beta$, то $\beta = \beta_0 + \Delta\beta$. Отклонение «ошибочной» волновой функции ψ от «истинной» видно из следующего разложения:

$$\psi \approx \psi(\beta_0) + \delta\beta \left. \frac{\partial\psi}{\partial\beta} \right|_{\beta_0}.$$

Для энергии E подобное разложение имеет вид

$$E(\beta) \approx E(\beta_0) + \delta\beta \left. \frac{\partial E}{\partial\beta} \right|_{\beta_0} + \frac{1}{2} (\delta\beta)^2 \left. \frac{\partial^2 E}{\partial\beta^2} \right|_{\beta_0}.$$

Линейный член здесь исчезает, так как при $\beta = \beta_0$ энергия имеет минимум. Таким образом, $\Delta\psi \sim \delta\beta$ и $\Delta E \sim (\delta\beta)^2$. Следовательно, энергия будет рассчитываться более точно, чем волновая функция и зависящие от нее величины, например вероятности γ -переходов.

Нечетные деформированные ядра интересны для исследования вероятности перехода, так как для этих ядер интенсивные эксперименты и развитие модельных представлений уже привели к значительному прогрессу в описании энергетики и других характеристик нижних состояний, которые имеют преимущественно одно-квазичастичный характер [1].

В последнее время отмечены некоторые успехи в усовершенствовании деформированных одночастичных потенциалов Нильсона [2] и Саксона — Вудса [3] введением дополнительных членов и деформаций более высокого порядка [4—7]. Кроме того, вызывают интерес теоретические работы В. Г. Соловьева с сотр. [8, 9], в которых предлагается учитывать индивидуальную деформацию каждой одноквазичастичной конфигурации при расчетах ядерных свойств. Включение мультипольно-мультипольного члена в общий гамильтониан позволяет учесть квазичастично-фононное взаимодействие [1].

В последние годы, помимо дальнейшего экспериментального изучения внутренних состояний в радиоактивном распаде [10] много внимания уделялось исследованиям ротационного движения ядер [11]. Для понимания наблюдаемых энергетических и спиновых последовательностей многих ротационных полос оказалось необходимым учитывать кориолисово смешивание ряда одночастичных состояний [11, 12]. Особенно четко наблюдались такие неадиабатические эффекты в ядрах с нечетным числом нейтронов, где аномальная ротационная полоса положительной четности объясняется смешиванием всех деформированных орбиталей из сферической оболочки $i_{13/2}$ [13]. Систематический анализ абсолютных вероятностей γ -переходов — дальнейший необходимый шаг для проверки и уточнения концепции сильного смешивания полос. При этом большой интерес вызывают такие структурные компоненты, которые практически не влияют на энергию уровней, а проявляются только в высокочувствительных матричных элементах переходов. Для экспериментального изучения абсолютных вероятностей γ -переходов широко применяется метод задержанных совпадений. Несколько лет назад такие эксперименты проводились, главным образом, в радиоактивном распаде.

Спектроскопия ядерных реакций на пучке частиц с применением высокоразрешающих полупроводниковых детекторов открыла новые возможности для изучения большого числа возбужденных состояний. Для исследования изомеров в наносекундной области нашел развитие метод для получения временного сигнала с детектором типа Ge (Li): наряду с хорошим энергетическим разрешением этих детекторов необходимо получить и удовлетворительное временное разрешение. Эксперименты, проведенные за последние годы на пучке частиц и в радиоактивном распаде, принесли существенную информацию о вероятности одночастичных переходов мультипольности $E1$, $E2$ и $M1$ в ядрах со стабильной квадрупольной деформацией. Проблемы систематики и интерпретации абсолютных вероятностей γ -переходов в деформированных ядрах освещены в некоторых обзорных работах, в частности [14—16]. Вопросы, связанные с электромагнитными переходами в нечетно-нечетных деформированных ядрах, были рассмотрены в работах

[17, 18]. В настоящей работе приводится обзор некоторых новейших результатов в области ядер, нечетных по массовому числу A . Многие данные, приведенные здесь, являются результатом совместной работы автора с П. Манфрассом.

1. ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В НАНОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ НА ПУЧКЕ ЧАСТИЦ С ДЕТЕКТОРАМИ ТИПА Ge(Li)

Измерение времени жизни возбужденных ядерных уровней и вероятности радиационных переходов производится прямыми и косвенными методами. С их помощью исследуются состояния с временем полураспада от 10^{-18} сек до нескольких тысяч лет,

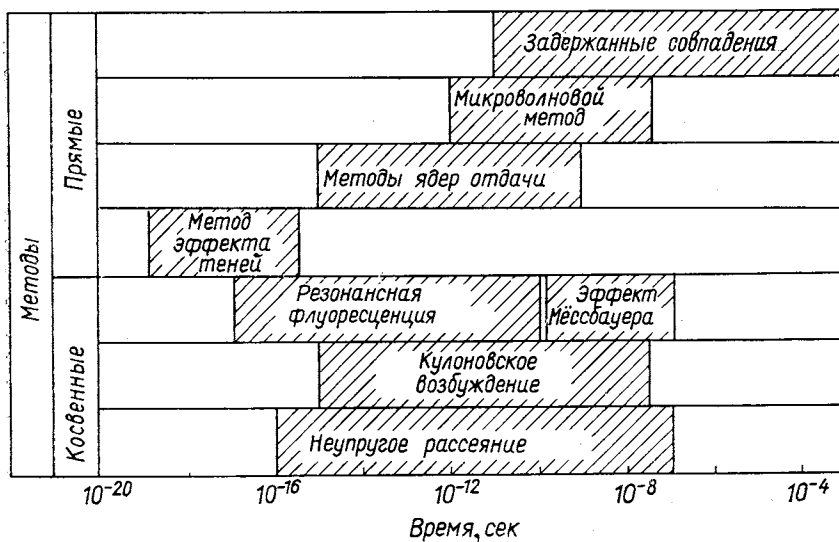


Рис. 1. Временные диапазоны прямых и косвенных методов измерений времени жизни

причем каждый метод перекрывает определенный временной диапазон (рис. 1). Принципы действия разных методов и область их применения подробно описаны в работах [16, 19]. Из статистики о количественном вкладе отдельных методов [16] следует, что основным методом является метод задержанных совпадений, применяемый в наносекундном диапазоне. Этим методом измеряется непосредственно временной интервал между двумя событиями: возбуждение («старт») и распад («стоп») данного уровня (рис. 2). С помощью временно-амплитудного преобразователя временной

интервал «старт — стоп» преобразуется в импульс, амплитуда которого соответствует длине интервала. Спектр амплитуд анализируется в обычном многоканальном анализаторе. Этот метод применяется в экспериментах при ядерных реакциях на пучке ускорителя или реактора. При возбуждении ядерных уровней в реакциях наблюдаются сложные спектры с большим числом γ -переходов. В настоящее время такие спектры можно успешно анализировать полупроводниковыми детекторами типа Ge (Li), обладающими высоким энергетическим разрешением. Однако по сравнению со сцинтилляционными счетчиками временные свойства этих детекторов неудовлетворительны из-за большого разброса времени нарастания фронта выходного импульса. Временное разрешение было улучшено компенсацией временного разброса [20, 21]. В экспериментах в ЦИЯИ (Россендорф) для временной привязки применялся сначала метод привязки к переднему фронту [22], а затем метод следящего порога [23]. Кроме того, в некоторых измерениях осуществлялся дополнительный выбор выходных сигналов по оптимальной форме фронта импульса [24]. Пример измерения времени жизни одного уровня ($T_{1/2} = 0,5$ нсек) при регистрации γ -квантов с энергией 193 кэв показан на рис. 3.

Таким образом, временное разрешение измерительных систем, включающих детекторы Ge (Li), лежит в пределах разрешения систем с быстрыми сцинтилляционными счетчиками и позволяет проводить успешно эксперименты в наносекундном диапазоне на пучке.

Для исследования наносекундных изомеров в ядерных реакциях применяются два варианта метода задержанных совпадений: первый, предложенный Ямазаки и Юаном [25], использует естественную пульсацию циклотронного пучка. Пучок составлен из отдельных пакетов заряженных частиц. Каждый из них бомбардирует мишень в течение 4—5 нсек. Интервал t между пакетами зависит от частоты циклотронного осциллятора (из частоты 11 Мгц циклотрона Y-120 следует интервал 90 нсек). Во время бомбардировки возбуждаются ядерные уровни. Некоторые из них разряжаются «мгновенно», а другие, изомерные, — с некоторой задерж-

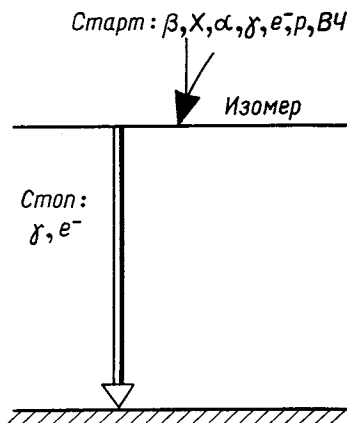


Рис. 2. События «старт» и «стоп» при измерениях времен жизни по методу задержанных совпадений.

Конечная частица в ядерных реакциях обозначается p . Сигнал «старт» может подавать и высокочастотный осциллятор

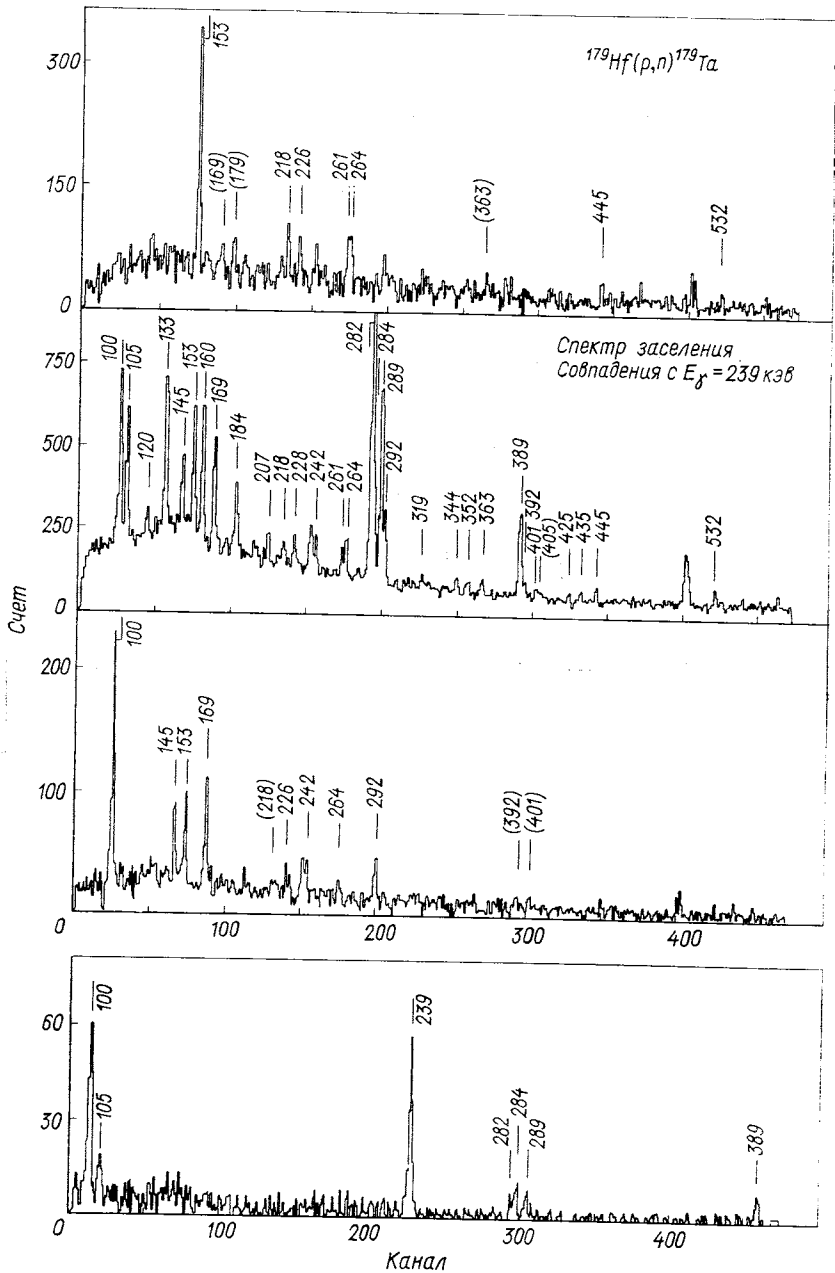


Рис. 5. Спектры γ -квантов, заселяющие и разряжающие изомеры в ядре ^{179}Ta , измеренные в реакции $^{179}\text{Hf}(p, n)^{179}\text{Ta}$ [64]

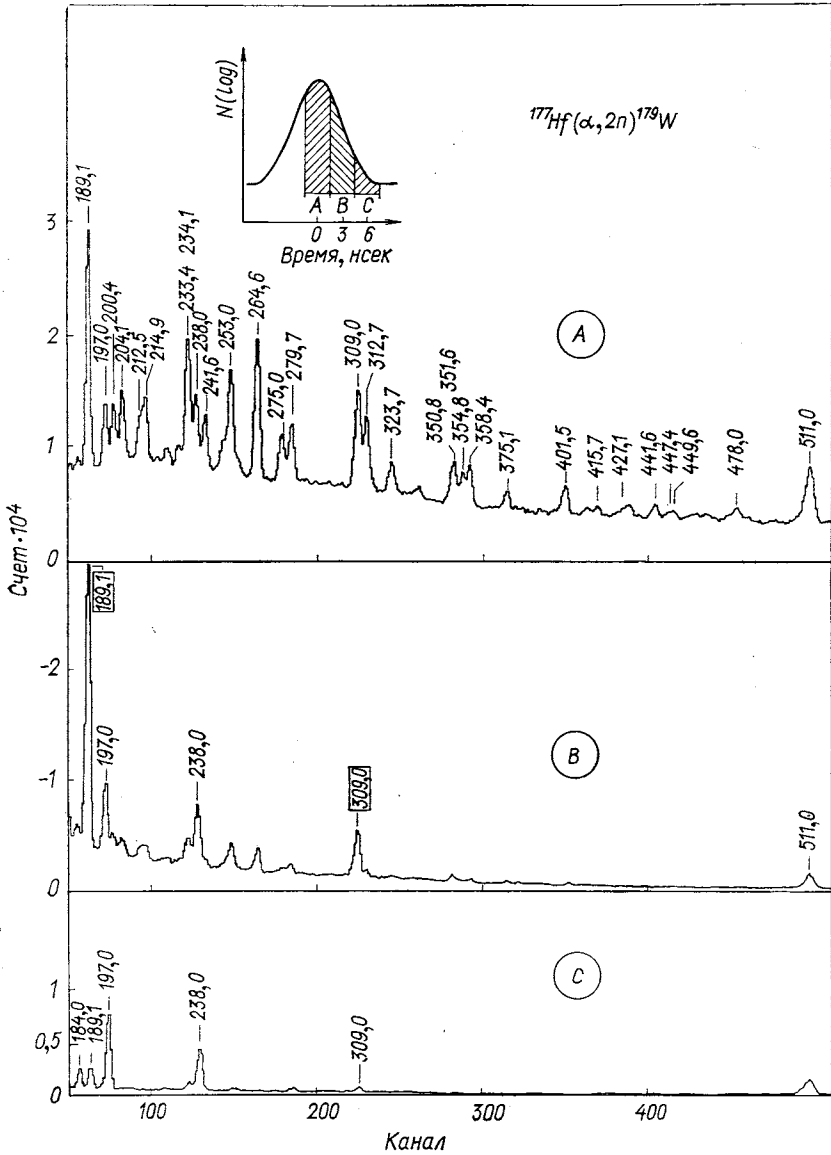


Рис. 4. Спектры «задержанных» γ -квантов. Переходы с $E_\gamma = 189,1$ и $309,0$ кэВ разряжают уровень в ^{179}W . $T_{1/2} = 1,5$ нсек [50]

существующих в ядре взаимодействий. Поэтому в ядерный гамильтониан включаются члены, учитывающие остаточные взаимодействия. Важно иметь в виду, что влияние членов остаточных взаимодействий при изучении свойств ядер чувствительно к форме потенциала среднего поля. Чтобы описать совокупность всех ядерных характеристик, необходимо использовать современные реалистические представления о среднем поле. При таком подходе для понимания ядерной структуры учитываются остаточные взаимодействия на основе одночастичного потенциала Саксона — Вудса [1, 7]. Для получения физической информации из экспериментальных результатов о низколежащих состояниях используется и более простая модель, связанная с одночастичным потенциалом Нильссона [11, 13]. На основе такой модели проведен анализ экспериментальных вероятностей и их взаимосвязи со структурными особенностями ядер [28, 29]. Гамильтониан модели состоит из следующих членов:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_H + \mathbf{H}_{\text{пар}} + \mathbf{H}_{\text{рот}} + \mathbf{H}_{\text{кор}}. \quad (1)$$

Потенциал анизотропного гармонического осциллятора \mathbf{H}_H , предложенный Нильссоном [2], употребляется для описания среднего поля движения нуклонов. Этот потенциал связан с движением нечетной частицы вне четно-четного остова. Одночастичные состояния характеризуются проекцией Ω спина частицы j на ось деформации, четностью λ и асимптотическими квантовыми числами N, n_z и Λ . В основных состояниях ядер с нечетным массовым числом проекция Ω спина частицы равняется проекции K спина ядра I на ось деформации ($K = \Omega$).

Одночастичные состояния обозначим или $K^\pi [Nn_z\Lambda]$ или $2KNn_z\Lambda$ (например, $1/2^- [521]$ или 1524). Используем модифицированную форму одночастичного гамильтониана из работы Густафсона и др. [4]. Член $\mathbf{H}_{\text{пар}}$ учитывает парное взаимодействие между нуклонами, которое приводит к размытой поверхности Ферми (модель парных корреляций). Степень этой размытости определяется факторами U и V преобразования Боголюбова, в котором осуществляется переход к квазичастицам. Как следствие парных корреляций вероятность переходов между одноквазичастичными конфигурациями уменьшается на фактор P_{if}^2 :

$$P_{if}^{E, M} \approx U_i U_f \pm V_i V_f. \quad (2)$$

Знак «плюс» имеет место для магнитных, а «минус» — для электрических переходов. Во втором случае фактор P_{if}^E становится малым, если оба члена в (2) приблизительно равны. Такая ситуация возможна в частично-дырочных переходах. В этих случаях вероятность электрических переходов может уменьшиться на несколько порядков.

преимущество этого варианта состоит в его высокой эффективности, поскольку здесь она определяется одним детектором. За несколько часов измерения на пучке можно получить быструю информацию о существовании изомеров, возбуждаемых в данной реакции. Этот вариант «гамма-высокая частота» (γ -ВЧ) успешно применяется в некоторых лабораториях.

Однако в этом случае принцип измерения имеет и некоторые ограничения. Сверху временной диапазон измерений зависит от интервала t между пакетами частиц, например при $t \approx 90$ нсек возможны измерения времен жизни $T_{1/2} \leq 100$ нсек. Длина и форма импульсов пучка ограничивают временной диапазон снизу ($T_{1/2} \gtrsim 1-2$ нсек). Кроме того, трудно учесть влияние других изомеров, которыми иногда заселяется исследуемый уровень; в этом случае измеряется интегральный временной спектр для низколежащего изомерного состояния. Ввиду этих ограничений варианта γ -ВЧ в ЦИЯИ было реализовано на пучке частиц применение метода задержанных совпадений в его классическом виде [22], использующее два детектора — сцинтилляционный счетчик (обычно NaI(Tl) и полупроводниковый детектор Ge(Li). Это позволило расширить временной диапазон в рамках 0,5—1000 нсек. Очень важным преимуществом этого варианта является возможность измерения спектров γ -квантов, заселяющих исследуемый изомер (см. рис. 5). Поэтому в наших экспериментах на циклотроне в $(\alpha, 2n)$ - и $(d, 2n)$ -реакциях начальные измерения ведутся обычно в режиме γ -ВЧ для получения быстрой информации о существовании изомеров. Детальные исследования продолжаются потом по методу задержанных $\gamma\gamma$ -совпадений, который, однако, требует в 2—3 раза больше времени измерения.

Этот вариант не зависит от естественной пульсации и применим и на непрерывном пучке. В таком режиме, кроме экспериментов на циклотроне Y-120, были измерены некоторые изомеры на тандем-генераторе ЭГП-10 в (p, n) - и $(p, 2n)$ -реакциях, а также и на исследовательском реакторе ВВР-С в (n, γ) -реакции. Подробное описание методов и техники для исследования наносекундных изомеров на пучке частиц с полупроводниковыми детекторами Ge(Li) содержится в работах [22, 26].

2. НЕАДИАБАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР ДЛЯ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Теория нечетных деформированных ядер описана в монографиях В. Г. Соловьева [1] и Д. П. Давидсона [27]. При описании таких ядер предполагается, что нечетная частица движется в среднем деформированном поле, которое создается движением всех остальных нуклонов. Потенциал среднего поля учитывает только часть

Здесь c_k — коэффициенты смешивания; $|Nn_z\Lambda\Sigma\rangle_k$ — одночастичные состояния с разными квантовыми числами K , включенные в процедуру смешивания. В этой процедуре поправочные факторы $R_{K K+1}$, ротационные константы A_K , параметры развязывания a для полос с $K = 1/2$ подгоняются до получения наименьшего среднего отклонения от экспериментальных энергий. Таким образом, величины $R_{K K+1}$, A_K , a являются свободными параметрами, которые при подгонке меняются в разумных пределах.

Сравнение экспериментальных и расчетных энергий мало пригодно для настоящей проверки модели. Для такой проверки необходимо вычислять другие ядерные свойства с этими смешанными волновыми функциями, например, сечения реакции передачи нуклонов или вероятности электромагнитных переходов.

Приведенная вероятность $B(\sigma L)$ -электромагнитного перехода между состояниями $|i\rangle$ и $|f\rangle$, смешанными по K , является произведением константы $C(\sigma L)$ и матричного элемента M :

$$B(\sigma L) = C(\sigma L) M^2, \quad (3)$$

где $M = \sum_{i,f} M_{if}$.

Имеют место следующие определения

$$M_{if}^{0,\text{ч.}} = P_{if} c_i c_f T_{if}^{0,\text{ч.}}; \quad (4)$$

$$T_{if}^{0,\text{ч.}} = [C_{I_i K_i L K_f - K_i}^{I_f K_f} + b_{\sigma L} (-1)^{I_f + K_f} C_{I_i K_i L - K_f - K_i}^{I_f - K_f}] G_{\sigma L}^{0,\text{ч.}}(i, f). \quad (5)$$

Здесь c_i и c_f — коэффициенты примесей одночастичных конфигураций в начальном и конечном состояниях; P_{if} — фактор спаривания (2). Члены $b_{\sigma L}$ и $G_{\sigma L}$, которые входят в выражение для одночастичного матричного элемента $T_{if}^{0,\text{ч.}}$, определены Нильссоном (см. (35а, б) и (36а, б) в работе [2]).

Электрические дипольные переходы связывают состояния противоположной четности, волновые функции которых всегда ортогональны. Здесь во многих случаях для $E1$ -переходов используются различающиеся величины параметров деформации ($\epsilon_i \neq \epsilon_f$), которые берутся из вычислений равновесных деформаций. В случаях $M1$ - и $M2$ -мультипольностей для обоих состояний принимается одно и то же значение деформации, например значения для основного состояния.

В адиабатическом приближении вероятность $B(E2)$ -переходов внутри ротационной полосы зависит от внутреннего квадрупольного момента Q_0 :

$$B(E2)_{\text{рот}} = (5/16\pi) [C_{I_i K_i 20}^{I_f K_f}]^2 Q_0^2 e^2. \quad (6)$$

В случае $E2$ -переходов между разными ротационными полосами в дополнение к матричному элементу M -перехода учитываются

Амплитуды U и V находятся при решении уравнения Бардина—Купера—Шрифера (БКШ) с учетом эффекта блокировки. Полная энергия ядра рассчитывается как функция параметра квадрупольной деформации ε . Посредством минимизации полной энергии по отношению к параметру ε получается теоретическая деформация каждого одночастичного состояния. В этой работе для расчета полной энергии использован метод Беса и Шиманского [30]. Член $\mathbf{H}_{\text{рот}}$ описывает адиабатическое ротационное движение; $\mathbf{H}_{\text{нор}}$ осуществляет смешивание разных одночастичных конфигураций с $\Delta K = 1$, т. е. выражает неадиабатичность обсуждаемой модели. Взаимодействие Кориолиса ($\mathbf{H}_{\text{кор}}$) имеет важное значение в сильнодеформированных ядрах при энергиях вблизи поверхности Ферми. Член $\mathbf{H}_{\text{кор}}$ связывает состояния, которые различаются по значениям квантового числа K на $\Delta K = 1$. Через несколько промежуточных состояний с $\Delta K = 1$ происходит смешивание соседних по энергии ($\Delta E \lesssim 20$ кэв) квазичастичных конфигураций с $\Delta K > 1$ [11]. Для описания экспериментальных энергий уровней часто приходится дополнительно модифицировать матричные элементы взаимодействия Кориолиса, рассчитанные в модели Нильссона посредством поправочных факторов $R_{K K+1}$ (фактор ослабления), которые здесь вводятся феноменологическим образом.

В некоторых случаях [31] оказывается существенным учет смешивания таких состояний, которые различаются на две единицы по главному квантовому числу N . Это относится, например, к орбиталям $1/2^+$ [660] и $1/2^+$ [400], а также к $3/2^+$ [402] и $3/2^+$ [651], которые в одночастичной модели квазипересекаются при определенных деформациях. В настоящих расчетах для ядра ^{165}Er использовались матричные элементы $\Delta N = 2$ -взаимодействия, полученные при обработке экспериментальных сечений (d, p)- и (d, t)-реакций и разниц энергий состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ [28].

Так как параметр деформации ε в модели вычисляется, в расчеты с гамильтонианом $\mathbf{H}_{\text{н}} + \mathbf{H}_{\text{пар}}$ входят только четыре свободных параметра: константы модели Нильссона κ и μ и константы парного взаимодействия G_p и G_n . Эти параметры зафиксированы для всей области $150 < A < 190$ в зависимости от массового числа A (числовые значения см. в работе [32]).

В результате дальнейшей диагонализации полного гамильтониана \mathbf{H} (1) получаются «смешанные» волновые функции $\psi_{\text{см}}$, которые являются суперпозициями деформированных одночастичных волновых функций, смешанных кориолисовым взаимодействием $\mathbf{H}_{\text{кор}}$:

$$\psi_{\text{см}} = \sum_{c_k} |N n_z \Lambda \Sigma\rangle_k.$$

3. ВЛИЯНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ И ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Для исследования роли одночастичного потенциала и эффекта спаривания самыми подходящими оказываются электрические дипольные переходы. Большинство из экспериментально известных вероятностей $E1$ -переходов являются запрещенными по асимптотическим квантовым числам, для которых допускаются в модели Нильссона следующие комбинации:

$$\begin{array}{cccc} \Delta K & \Delta N & \Delta n_z & \Delta L \\ \hline 1 & \pm 1 & 0 & 1 \\ 0 & \pm 1 & \pm 1 & 0 \end{array} \quad (8)$$

Нарушение правила (8) ведет к представлению одночастичных матричных элементов переходов $T_{if}^{o.c.}$ (5), как суммы приблизительно равных амплитуд разных фаз. В результате проявляется исключительная чувствительность $E1$ -матричных элементов к деталям одночастичного потенциала. Эта чувствительность демонстрируется факторами запрета F_H , рассчитанными в работе [41] при использовании разных модификаций модели Нильссона для перехода $5/2^- [512] \leftrightarrow 7/2^+ [633]$ ($\Delta K = 1$, $\Delta n_z = 2$) в ядрах с нечетным числом нейтронов (табл. 1). Включение члена $\langle I^2 \rangle = N(N+3)/2$ и перенормировка констант κ и μ в гамильтониане ведет к изменению теоретических вероятностей почти в два раза.

Таблица 1

Факторы запрета перехода $5/2^- [512] \leftrightarrow 7/2^+ [633]$.
(5,1(-3) означает $5,1 \cdot 10^{-3}$. F_H рассчитывалось для разных вариантов модели Нильссона)

Ядро	F_B	F_H		F_H^{Π}	Ядро	F_B	F_H		F_H^{Π}
		[2]	[4]				[2]	[4]	
$^{165}_{88}\text{Dy}_{99}$	5,1 (3)	13	4,6	1,5	$^{171}_{70}\text{Yb}_{101}$	1,2 (5)	180	131	0,9
$^{167}_{68}\text{Er}_{99}$	3,1 (4)	52	28	11	$^{173}_{70}\text{Yb}_{103}$	7,5 (5)	880	587	168
$^{169}_{68}\text{Er}_{101}$	8,9 (5)	1070	722	4,6	$^{175}_{72}\text{Hf}_{101}$	2,6 (5)	237	141	2,3
$^{169}_{70}\text{Yb}_{99}$	2,7 (4)	36	21	8	$^{175}_{72}\text{Hf}_{103}$	1,6 (4)	18	10,2	4,3

Хорошо известно [42], что свойства одночастичного потенциала, генерирующего среднее поле, значительно влияют на точность расчетов, учитывающих остаточные взаимодействия. В этом смысле более удачно для описания переходов использовать реалистичный потенциал Саксона — Вудса с размытым краем, подроб-

коллективные члены $T_{if}^{\text{колл}}$, пропорциональные квадрупольному моменту Q_0 [33]:

$$\left. \begin{aligned} G_{\text{колл}}(E2) &= 49,41 (1 - 1/2\varepsilon^2 - 2/27\varepsilon^3)^{-1/3} Q_0 A^{-1/3}; \\ M_{\text{колл}}(E2) &= c_{if} T_{if}^{\text{колл}} \delta_{if}; \delta_{if} = \begin{cases} 0 & \text{для } i \neq f; \\ 1 & \text{для } i = f. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Значения квадрупольного момента Q_0 связаны с теоретическим значением деформации ε на основе работы [34].

В модели, описанной здесь схематически, не учитываются вибрационные примеси в волновых функциях. В работах Пипенбринга [35], Феслера и др. [36], Бернтала и Расмуссена [37] рассмотрено взаимодействие квазичастиц с октупольными фононами, и его влияние на $E1$ -переходы с $\Delta K = 0$. Взаимодействие квазичастиц с квадрупольными фононами и его влияние на электромагнитные переходы учтено в модели, примененной Веллером [38]. Ниже приведем новые экспериментальные указания на квазичастично-фононное взаимодействие.

Систематическое исследование вероятности γ -переходов в ядерной модели, в которой на современном уровне рассматриваются все остаточные взаимодействия, является одной из актуальных задач теории в настоящее время.

Сравнение экспериментальных и теоретических вероятностей переходов производится обычно с помощью факторов запрета

$$F = B(\sigma L)_{\text{теор}} / B(\sigma L)_{\text{эксп.}}$$

Индексы указывают на члены полного гамильтониана \mathbf{H} (1), включенные в расчеты: $F_{\mathbf{H}}(\mathbf{H}_{\mathbf{H}})$; $F_{\mathbf{H}}^{\text{II}}(\mathbf{H}_{\mathbf{H}} \leq \mathbf{H}_{\text{пар}})$, $F_{\mathbf{H}}^{\text{II}} = F_{\mathbf{H}} \times \times P_{if}^2; F_{\mathbf{H}}^{\text{PK}}(\mathbf{H})$. При сравнении с одночастичной оценкой Вайскопфа факторы запрета обозначаются F_B . Факторы F_B вычислялись по формулам работы [39] без учета статистического фактора S .

В адиабатическом приближении проекция спина K является хорошим квантовым числом. Тогда для перехода мультипольности порядка L получается правило отбора: $L \geq |K_f - K_i|$. Если оно не выполнено, переход является K -запрещенным со степенью запрета $|K_f - K_i| - L$. Из-за смешивания одночастичных конфигураций (см. гл. 4) K -запрещенный переход обычно происходит, но с уменьшенной вероятностью. С увеличением степени запрета на единицу наблюдается нарастание значения F_B приблизительно на фактор в 10^2 раз [40]. На основе простой неадиабатической модели в дальнейшем будет исследоваться влияние среднего поля и остаточных взаимодействий при формировании матричных элементов электромагнитных переходов.

фактору спаривания P_{if}^E . В таком случае у переходов появляется дополнительная задержка, которая не «чувствуется» средним полем. Некоторые исследованные переходы, где влияние парных корреляций обнаруживается четко, приведены в табл. 1 и 2. Большие одночастичные факторы запрета F_{H} для перехода $5/2^- [512] \leftrightarrow 7/2^+ [633]$ в ядрах с числом нейтронов $N = 101$, а также и для перехода $5/2^+ [642] \leftrightarrow 3/2^- [521]$ в ядрах с $N = 93$ сглаживаются факторами спаривания P_{if}^E .

Таблица 2
Факторы запрета для перехода $3/2^- [521] \leftrightarrow 5/2^+ [642]$
в ядрах с нечетным числом нейтронов [50]

Ядро	F_B	F_{H}	F_{H}^{II}
$^{157}_{64}\text{Gd}_{93}$	3,4 (5)	433	4,4
$^{159}_{64}\text{Gd}_{95}$	1,4 (4)	22	4,5
$^{159}_{66}\text{Dy}_{93}$	2,8 (5)	233	3,8
$^{161}_{66}\text{Dy}_{95}$	9,2 (3)	20	4,1
$^{163}_{68}\text{Er}_{97}$	1,4 (5)	286	150

В таблицах приведены также примеры (^{173}Yb и ^{165}Er), в которых парные корреляции не ответственны за большую задержку. В этих случаях, как и в тех, где фактор спаривания нарушает кажущееся хорошее согласие с теорией Нильссона (это часто наблюдается при $E1$ -переходах с $\Delta K = 0$, см. разд. 6), необходимо искать другие причины для задержки или ускорения переходов.

Приведенные здесь примеры показывают, что модель парных корреляций ($\text{H}_{\text{H}} + \text{H}_{\text{пар}}$) правильно описывает электромагнитные переходы между чистыми одноквазичастичными конфигурациями. На основе этого предположения ниже будет рассматриваться влияние конфигурационных примесей. Как правило, при сравнении теоретических и экспериментальных вероятностей считается, что возможное несогласие говорит о необходимости усовершенствования модельных волновых функций, причем предполагается справедливость выражения для мультипольного оператора. Приведем пример, как экспериментальное изучение γ -переходов привело к необходимости изменения структуры оператора. Для перехода $5/2^+ [402] \leftrightarrow 7/2^+ [404]$ в разных ядрах наблюдаются аномальные «скачки» экспериментальной вероятности $V(M1)$. Поскольку включение парных корреляций и кориолисова смешивания в расчеты не привело к удовлетворительным результатам, Вальборн и Бломквист [52] предложили модификацию магнит-

по исследованный В. Г. Соловьевым с сотр. [7]. Расчеты вероятностей электромагнитных переходов, выполненные с этим потенциалом для $E1$ -переходов [43] и $M1$ -переходов [44], показывают некоторые различия по сравнению с расчетами в модели Нильссона. Несмотря на это, оказывается, что для переходов между низколежащими состояниями модель анизотропного гармонического осциллятора дает подобные результаты. Предложенная Андерсеном [6] модификация модели Нильссона приближает ее по свойствам к потенциалу с размытым краем, например, включением $\Delta N = \pm 2$ взаимодействия. На основании этой более точной модификации модели показано [45], что в некоторых случаях теоретические вероятности на порядок и больше превосходят результаты первоначальной модели Нильссона и, например, для перехода $7/2^+ [404] \leftrightarrow 7/2^- [523]$ приближаются к результатам модели Саксона — Вудса. На основе варианта модели Нильссона, предложенного Ламм [46], Боассон и Пиненбринг [47] вычислили некоторые матричные элементы для сравнения с результатами первоначальной модели. Оказалось, что можно ожидать больших изменений (на один-два порядка) в $E2$ -переходах с $\Delta K = 0$. Парные корреляции ведут к уменьшению вероятности γ -переходов по сравнению с результатами одночастичной модели. В магнитных переходах этот эффект не бывает сильным, так как соответствующий фактор P_{if}^M по порядку величины близок к единице. В электрических квадрупольных переходах к влиянию спаривания добавляется сильное влияние коллективного движения ротационного и вибрационного типа. Более четко влияние спаривания наблюдается в $E1$ -переходах. Например, в работах [42, 48, 49] указывается на решающее значение среднего поля и резкое изменение рассчитанных вероятностей при учете поправочного фактора модели парных корреляций P_{if}^E в некоторых случаях (если $P_{if}^E \ll 1$). Можно выделить некоторые случаи $E1$ -переходов, когда другие важные взаимодействия — смешивание Кориолиса и квази-частично-фононное взаимодействие (см. разд. 6) дают слабый вклад в матричные элементы. Тогда эффект спаривания прослеживается более четко. Приведем некоторые примеры из накопленного за последние годы экспериментального материала. Однако в этих случаях точность расчетов невелика.

Фактор спаривания для электрических переходов $P_{if}^E = U_i U_f - V_i V_f$ становится малым для переходов между частичным и дырочным состояниями (см. разд. 2). В систематике $E1$ -переходов между одинаковыми нильссоновскими состояниями в ядрах с разным числом нуклонов обнаруживаются в некоторых случаях заметные скачки. Причиной таких аномалий может быть эффект спаривания, т. е. в этих ядрах начальное и конечное состояния могут оказаться частичным и дырочным, что ведет к малому

Ег и W. Так, при расчетах вероятности переходов с изомера $11/2^-$ [505] были учтены ~ 100 компонент, из которых важными оказались, как правило, не больше десяти.

К самым интересным результатам последних лет в области спектроскопии деформированных ядер принадлежит обнаружение сильносмешанных ротационных полос положительной четности. При исследовании «на пучке» изотопов Gd, Dy, Er, Yb в (α, xn) -реакциях наблюдались ротационные полосы, основное состояние которых часто определяется как конфигурация $5/2^+$ [642] из сферической оболочки $i_{13/2}$. Сильновозмущенная последовательность энергии и спинов этой полосы, которая наблюдалась впервые в $^{161,163,165}\text{Er}$, указывала на значительную примесь некоторого состояния с $K = 1/2$ и большим параметром развязывания. Юрт, Риде и др. [13] объяснили структуру этих полос кориолисовым взаимодействием одночастичных состояний из оболочки $i_{13/2}$ и включали конфигурацию $1/2^+$ [660] с параметром развязывания $a \approx 6$. Основное состояние этой полосы, которое в известных до сих пор случаях имеет время жизни в наносекундной области, разряжается $E1$ -переходами на уровни полосы основного состояния отрицательной четности (например, $3/2^-$ [521] или $5/2^-$ [523]). При энергии несколько сот $kэв$ обнаруживается изомер $11/2^-$ [505], который разряжается K -запрещенными переходами до уровней возмущенной полосы положительной четности и полосы основного состояния. В некоторых ядрах наблюдаются, кроме возмущенной полосы, и отдельные квазичастичные возбуждения с положительной четностью, например $1/2^+$ [660] и $1/2^+$ [400], а также $3/2^+$ [651] и $3/2^+$ [402]. Такие конфигурации с $\Delta N = 2$ взаимодействуют друг с другом: $3/2^+$ [651] и $3/2^+$ [402] (см., например, уровни 507,3 и 745,2 $kэв$ в ^{165}Er). Описанная ситуация типична для нейтронных ядер начала редкоземельной области ($A \approx 160$) и иллюстрируется на примере схемы ^{165}Er (рис. 6).

Для комплексного исследования энергии и вероятности переходов были проведены обширные расчеты смешивания конфигураций в изотопах $^{161, 163, 165}\text{Er}$. Для уровней положительной четности включались все семь состояний оболочки $i_{13/2}$, а для ядра ^{165}Er и конфигурации $1/2^+$ [400] и $3/2^+$ [402], т. е. принимались во внимание все состояния с $1/2^+ \leq K^\pi \leq 13/2^+$. Для уровней отрицательной четности учитывались десять состояний, включая $11/2^-$ [505] с $1/2^- \leq K^\pi \leq 11/2^-$. Полученное в этих расчетах [28, 29] среднее отклонение между рассчитанными и экспериментальными значениями энергии находится в пределе 1–6 $kэв$. Далее остановимся на изучении вероятности электромагнитных переходов для исследования смешанных волновых функций. Влияние смешивания одноквазичастичных конфигураций на абсолютные вероятности переходов (главным образом $E1$) анализируется здесь на основании величин матричных элементов M_{ij} .

ного дипольного оператора дополнительным тензорным членом $k_2 O$, возникающим за счет спиновой поляризации и пионных обменных вкладов. Для эмпирической константы k_2 была получена верхняя граница $k_2 \leq 0,4$ [53]. Здесь нужно указать и на интересные работы Фейфрлика и др. [54, 55], которым удалось объяснить количественно ряд $E1$ -переходов, в рамках теории конечных ферми-систем при учете взаимодействий между всеми квазичастицами.

В работе [51] рассмотрено влияние проектирования бардиновской функции на пространство с заданным числом частиц на примере $E1$ -переходов с $\Delta K = 1$. Оказывается, что при этом некоторые результаты могут измениться на порядок величины.

4. ВЛИЯНИЕ СМЕШИВАНИЯ КОНФИГУРАЦИЙ

Общие замечания. Низколежащие состояния нечетных деформированных ядер имеют преимущественно одноквазичастичный характер. Смешивание конфигураций в общем случае включает другие одноквазичастичные компоненты и коллективные примеси ротационного и вибрационного типа. В рамках модели, описанной в гл. 2, в этом разделе рассматривается влияние смешивания одноквазичастичных конфигураций кориолисовым взаимодействием. Для $E1$ -переходов учитываются также и коллективные примеси ротационного типа. Оказывается, что включение этих эффектов смешивания в значительной степени способствует удовлетворительному описанию электромагнитных переходов. Экспериментально установлено, что необходимо принимать во внимание и взаимодействие квазичастиц с вибрационными фононами (см. ниже).

Существует принципиальная разница между учетом влияния конфигурационных примесей на расчет энергий уровней и на вероятность электромагнитных переходов. Малые примеси (2—3%) почти не изменяют энергии возбужденных состояний, поэтому обычно пренебрегают компонентами с такими амплитудами. Как уже было указано, приведенная вероятность $B(\sigma L)$ пропорциональна сумме членов, каждый из которых состоит из четырех множителей:

$$B(\sigma L) \sim M^2 = \left| \sum_{i,f} M_{if} \right|^2 = \left\| \sum_{i,f} c_i c_f P_{if} T_{if}^{0,\text{ч. (колл)}} \right\|^2.$$

Если один из этих множителей мал, то член M_{if} будет также небольшим. Таким образом, M_{if} для некоторых слабых компонент может стать доминирующим при больших факторах спаривания P_{if} и матричных элементах T_{if} . Ясно, что в расчеты вероятности переходов сначала необходимо включить максимально возможное число компонент, чтобы затем найти среди них самые важные. Такая концепция реализована и представлена для ядер в области

всего, как вклад компоненты $7/2^-$ [523] с матричными элементами $\langle 7523/5413 \rangle$ и $\langle 7523/7404 \rangle$.

Таблица 3
Факторы задержки $E1$ -переходов между полосами
 $9/2^-$ [514] и $7/2^+$ [404] [56]

Ядро	I_i	I_f	F_H	F_H^{II}	F_H^{IIK}	Ядро	I_i	I_f	F_H	F_H^{II}	F_H^{IIK}
^{175}Lu	$9/2^-$	$7/2^+$	157	20	11	^{177}Ta	$9/2^-$	$7/2^+$	98	1,7	2,8
	$9/2^-$	$9/2^+$	18,5	2,3	4,9	^{179}Ta	$9/2^-$	$7/2^+$	76	2,0	3,5
	$9/2^-$	$11/2^+$	3,9	0,5	2,2	^{181}Ta	$9/2^-$	$7/2^+$	25	1,0	1,6
^{177}Lu	$9/2^-$	$7/2^+$	230	31	27	^{183}Ta	$9/2^-$	$7/2^+$	27	1,2	1,8

В этих случаях учет эффекта Кориолиса приводит к несущественному изменению теоретического результата (сравнение факторов F_H^{II} и F_H^{IIK} в табл. 3). К подобным выводам пришли Базнат и Пяттов [57], которые на основе их неадиабатической модели [12] рассчитали вклад примесей в вероятность перехода до 20% для $E1$ -переходов с $\Delta K = 0$ и до 80% для переходов с $\Delta K = 1$.

Более заметное влияние конфигурационных примесей на вероятность переходов ожидается в сильно возмущенных состояниях, например, в случаях орбиталей из оболочки $i_{13/2}$ в нейтронных ядрах. Типичные примеры для ядер разных массовых чисел, в которых $E1$ -переходы между главными компонентами разрешены по K , даны в табл. 4. Тем не менее конфигурационные примеси дают вклады M_{if} в полный матричный элемент перехода M , которые сравнимы с вкладами главных компонент. Так, анализ перехода $45,6 \text{ кэВ}$ в ^{161}Er показывает, что вклад главных компонент $5/2^+$ [642] и $3/2^-$ [521] значительно меньше, чем вклад нескольких других компонент, и практически не играет роли. Подобная ситуация встречается при переходе $389,2 \text{ кэВ}$ в ^{165}Er (взаимодействие между конфигурациями $1/2^+$ [400] и $1/2^+$ [660] с $\Delta N = 2$). По сравнению с этим в ^{179}W главные компоненты состояний дают и самый большой вклад в матричный элемент.

Электрические дипольные переходы, запрещенные по квантовому числу K . Количественное описание K -запрещенных переходов возможно только в рамках неадиабатических моделей. Такие переходы разрешаются только конфигурационными примесями, которых иногда в начальном или конечном состоянии меньше 1%. Описание экспериментальных вероятностей для таких переходов является весьма строгой проверкой смешанных волновых функций. Это особенно относится к высокочувствительным $E1$ -переходам.

Электрические дипольные переходы, разрешенные по квантовому числу K . В неадиабатической модели проекция углового момента K не является хорошим квантовым числом. Однако понятие « K -разрешенный» или « K -запрещенный» можно сохранить по отношению к главным компонентам соответствующих состояний.

Сначала рассматриваются случаи переходов между состояниями, в которых определенная одноквазичастичная компонента доминирует над остальными (процентное содержание в волновой функции $\geq 60\%$). Такая ситуация встречается часто в $E1$ -переходах

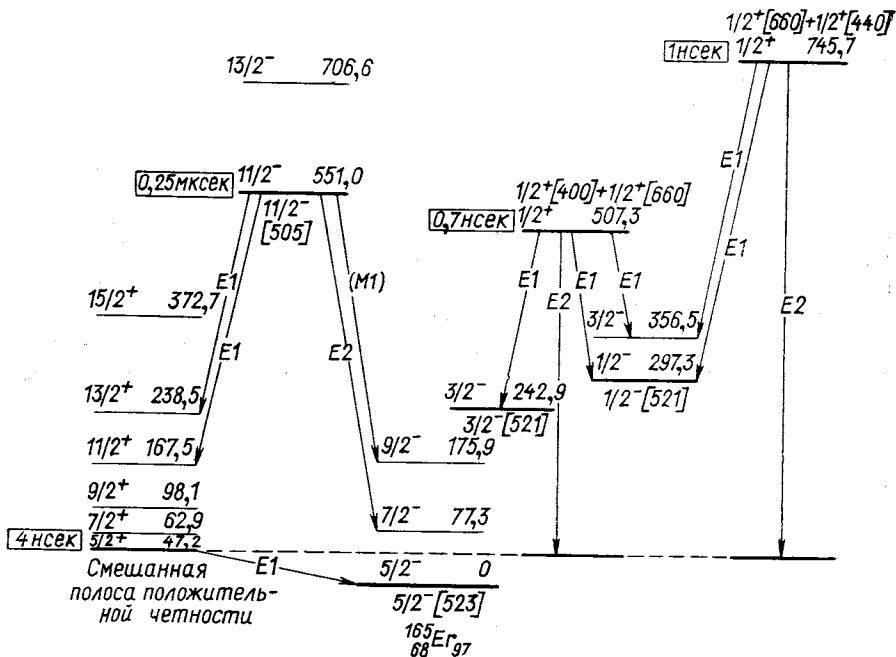


Рис. 6. Часть схемы ядра ^{165}Er [28]

в нечетных протонных ядрах, в которых наблюдается смешивание орбиталей с разными значениями K внутри одной осцилляторной оболочки. Это относится к переходам $5/2^- [532] \leftrightarrow 3/2^+ [411]$, $5/2^- [532] \leftrightarrow 5/2^+ [413]$, $7/2^+ [404] \leftrightarrow 7/2^- [523]$, $9/2^- [514] \leftrightarrow 7/2^+ [404]$, а также и $1/2^+ [411] \leftrightarrow 1/2^- [541]$.

В качестве типичного примера рассмотрим более подробно $E1$ -переходы $9/2^- [514] \leftrightarrow 7/2^+ [404]$ в изотопах Lu и Ta [56]. Экспериментальные вероятности этих переходов описываются удовлетворительно моделью Нильссона при учете парных корреляций (табл. 3). Взаимодействие Кориолиса выражается, прежде

Подход к описанию K -запрещенных переходов в рамках применяемой здесь модели и роль конфигурационных примесей обсуждаются на примере переходов с изомера $11/2^-$ [505] на уровне сильно возмущенной ротационной полосы положительной четности. Экспериментальные данные об этом изомерном состоянии приводятся в табл. 5.

Таблица 5
Энергия и время полураспада изомера $11/2^-$ [505] в деформированных нейтронных ядрах с числом нуклонов N и Z [58]

$Z \backslash N$	89	91	93	95	97
^{62}Sm	260 1,4 (—6)	98,4 1,1 (—2)			
^{64}Gd	171,2 7,9 (—5)	121,5 3,1 (—2)	425 1,7 (—5)		
^{66}Dy	233,4 6,0 (—6)	199,2 1,92 (—2)	352,9 1,15 (—4)		
^{68}Er		429,4 5,5 (—7)	396,4 7,5 (—6)	443,8 5,8 (—7)	551,0 2,5 (—7)

Конфигурации $11/2^-$ [615] и $13/2^+$ [606] оболочки $i_{13/2}$, которые находятся на расстоянии 3—5 $M\text{эв}$ от поверхности Ферми, участвуют очень слабо в смешивании уровней положительной четности при низких спинах и практически не имеют значения для энергии. Из-за этого ими обычно пренебрегают [13]. Однако электрические дипольные переходы между состояниями $11/2^-$ [505] и этими конфигурациями являются асимптотически разрешенными [см. (8)], что ведет к матричным элементам $T_{ij}^{o.c.}$ с амплитудами значительно выше (на 2-3 порядка), чем у асимптотически запрещенных переходов. Поэтому при рассмотрении вероятности переходов ими нельзя пренебречь. В наших расчетах факторы ослабления матричных элементов кориолисова взаимодействия между конфигурациями с $K^\pi = 9/2^+$, $11/2^+$ и $13/2^+$ были зафиксированы сначала при значениях $R_{KK+1} = 1$, чтобы иметь меньше свободных параметров. Для ядра ^{165}Er теоретические одночастичные энергии $E^{o.c.}$ были уменьшены на 15% на основании экспериментальных данных о состояниях с $K^\pi = 1/2^-$. В этом случае полученные смешанные волновые функции показали хорошее количественное описание K -запрещенных переходов с изомера $K^\pi = 11/2^-$. Однако для ядер $^{161}, ^{163}\text{Er}$, где использованы немодифицированные модельные одночастичные энергии, волновые функции привели к пол-

Таблица 4
Факторы запрета и наибольшие компоненты матричных элементов $E1$ -переходов

Ядро	$E_{\gamma}, \text{ мев}$		F_{H}	F_{H}^{II}	$F_{\text{H}}^{\text{ПК}}$	Наибольшие компоненты		матричный элемент M_{if}
	I_i^{π}	I_f^{π}				начальное состояние	конечное состояние	
$^{136}\text{Dy}_{91}$	188,1 5/2+	3/2-	1,4	0,02	0,20	0,320/1660 0,776/3651 0,776/3651	0,127/1530 0,127/1530 0,992/3521	-0,120 (-02) -0,192 (-02) -0,136 (-02)
	14,2 9/2+	7/2-	15	0,23	0,84	0,720/3651 0,720/3651 0,513/5642	0,243/1530 0,955/3521 0,955/3521	-0,312 (-02) -0,148 (-02) +0,495 (-02)
$^{186}\text{Er}_{98}$	45,6 9/2+	7/2-	4,6	0,005	1,1	0,356/1660 0,356/1660 0,609/3651 0,695/5642	0,099/1530 0,955/3521 0,955/3521 0,955/3521	-0,117 (-02) -0,127 (-02) -0,544 (-02) -0,468 (-03)
	389,2 1/2+	3/2-	8,1	0,26	10,3	0,611/1400 0,791/1660	0,996/1521 0,996/1521	-0,779 (-02) -0,110 (-02)
$^{178}\text{W}_{105}$	189,1 9/2+	9/2-	2,6	0,5	0,84	0,529/7633 0,827/9624	0,990/7514 0,990/7514	-0,254 (-02) -0,414 (-02)
	309,0 9/2+	7/2-	80	15	5,1	0,529/7633 0,827/9624	1,0/7514 1,0/7514	+0,154 (-02) -0,877 (-02)

Т а б л и ц а 7

Характеристики $E1$ -переходов с изомера $11/2^-$ [505]
на сильно смешанные состояния с $I^\pi = 13/2^+$

I_f^π	$F_{\text{Н}}^{\text{ПК}}$	Наибольшие компоненты		
		начальное состояние	конечное состояние	M_{if}^0 , ч.
$13/2^+$	0,8	^{163}Er	{ 0,213/7633 0,021/9624	-0,794 (-4)
		0,053/9514		0,114 (-3)
		0,999/11505	{ 0,0009/11615 0,00001/13606	0,110 (-3) 0,102 (-4)
$13/2^+$	1,1	^{165}Er	{ 0,490/7633 0,078/9624	-0,527 (-3)
		0,100/9514		-0,199 (-3)
		0,995/11505	{ 0,078/9624 0,008/11615	0,200 (-3) 0,540 (-3)
			{ 0,0003/13606	0,127 (-3)

Чувствительность матричных элементов переходов к малым амплитудам смешивания, которые не имеют значения для энергий, характеризует исследования электромагнитных переходов как эффективный метод для изучения смешивания конфигураций.

Магнитные дипольные переходы. В K -разрешенных магнитных переходах главные компоненты волновых функций дают самый большой вклад в матричный элемент перехода. С другой стороны, фактор спаривания $P_{if}^M = U_i U_f + V_i V_f$ по порядку величины близок к единице. Поэтому парные корреляции и взаимодействие Кориолиса влияют значительно слабее на вероятность $M1$ -переходов, чем при электрической мультипольности. Согласие между теоретическими и экспериментальными значениями удовлетвори-

Т а б л и ц а 8

Примеры K -запрещенных переходов в нечетных нейтронных ядрах [59]. (Значения гиромангнитных факторов $g_R = 0,3$ и $g_s \text{эф}/g_s \text{своб} = 0,7$)

Ядро	Начальное состояние	Конечное состояние	Степень K -запрета	$F_{\text{Н}}^{\text{ПК}}$
^{164}Er	11/2 11/2- [505]	9/2 3/2- [521]	3	7,1
^{163}Er	11/2 11/2- [505]	11/2 5/2- [523]	2	0,94
		9/2 5/2- [523]	2	2,0
^{183}W	7/2 7/2- [503]	5/2 1/2- [510]	2	17
		7/2 1/2- [510]	2	2
		9/2 1/2- [510]	2	1,7

ному несогласию с экспериментальными значениями $B(E1)$. Анализ показал, что амплитуды матричных элементов $|M_{if}|$ слишком большие. Главной причиной этого оказались коэффициенты примесей конфигураций с $K^\pi = 9/2^+, 11/2^+$ и $13/2^+$. (Примеси в почти чистом начальном состоянии $11/2^-$ [505] считаются менее важными.) Коэффициенты смешивания состояний с $K^\pi \geq 9/2^+$ становятся меньше, если соответствующие факторы ослабления уменьшать, например, до значения $R_{KK+1} \approx 0,4$, и подгонка повторяется. При этом другие свободные параметры почти не изменяют своих значений, а среднее отклонение между экспериментальными и рассчитанными энергиями ($\bar{\chi} \approx 1-2$ кэв) не ухудшается. Таким образом, получаются матричные элементы переходов $M = \sum_{i,f} M_{if}$, которые очень близки к экспериментальным (табл. 6).

Таблица 6

Факторы задержки $F_{\text{H}}^{\text{пК}}$ $E1$ -переходов с изомера $11/2^-$ [505] при разных наборах факторов ослабления R_{KK+1} . Показаны значения спина конечных состояний ($I_f^\pi = 9/2^+, 11/2^+$ и $13/2^+$)

Ядро	R_{KK+1}			$F_{\text{H}}^{\text{пК}}$		
	7/2-9/2	9/2-11/2	11/2-13/2	9/2+	11/2+	13/2+
^{161}Er	0,73 0,4	1 0,4	1 0,4	292 39	216 13	159 5,6
^{163}Er	1 0,4	1 0,4	1 0,4	173 3,4	412 5,0	82 0,82
^{165}Er	0,6	1	1	—	3,6	1,1

Можно ожидать, что подобное согласие, т. е. примерно те же самые волновые функции, получится модификацией одночастичных энергий, как это показано для ^{165}Er . Факторы задержки $F_{\text{H}}^{\text{пК}}$ и соответствующие матричные элементы переходов даны в табл. 7. Замечательными являются вклады малых компонент $11/2^+$ [615] и $13/2^+$ [606] (например, $c_f = 0,0009$ представляет примеси меньше, чем $10^{-4}\%$!).

Конечно, при этом методе расчеты связаны с некоторой неопределенностью. Тем не менее показана принципиальная возможность описывать количественно такие критические величины, как K -запрещенные $E1$ -переходы, причем раскрываются определенные корреляции между свободными параметрами процедуры смешивания.

кой. «Задержанные» γ -кванты регистрируются в интервалах между пакетами частиц. Технически этот вариант осуществляется при помощи обычной схемы быстро-медленных совпадений. Стартовый

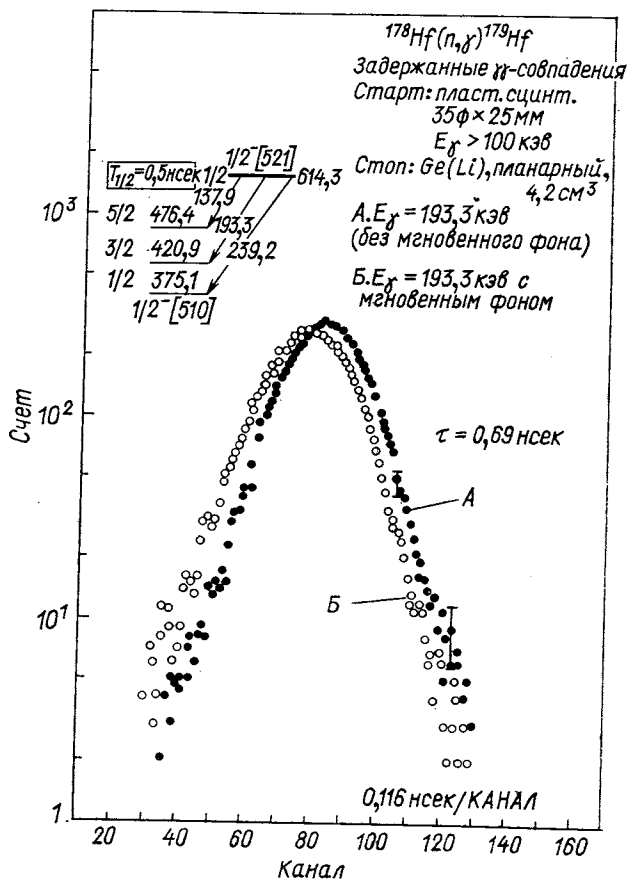


Рис. 3. Измерение времени жизни на пучке тепловых нейтронов с детектором Ge (Li) [50]

сигнал для временно-амплитудного преобразователя подается германиевым детектором. Сигнал «стоп» берется с циклотронного осциллятора, он строго коррелирован с частотой пакетов частиц. Возможна и перемена сигналов «старт» и «стоп» (рис. 4). Изменяются временные спектры при разных энергетических комбинациях, а также и спектры энергий γ -квантов, снятые в совпадении с разными «окнами» во временном спектре (см. рис. 4 и 5). Главное

тельно и расхождение редко превышает порядок величины [28, 50, 59].

В рамках применяемой здесь неадиабатической модели объясняются и K -запрещенные $M1$ -переходы. Это относится к переходам, разрывающим изомеры $11/2^-$ [505] в изотопах Er и $7/2^-$ [503] в изотопах W (табл. 8). Проблемы, связанные с описанием электрических квадрупольных переходов, обсуждаются ниже.

5. ВЛИЯНИЕ КВАДРУПОЛЬНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

В расчетах волновых функций начального и конечного состояний участвует параметр квадрупольной деформации ϵ , который обычно выбирается одинаковым для обоих состояний. Как правило, используется значение параметра ϵ , которое известно из эксперимента для основного состояния. Оказалось, что вариация этого параметра в пределах экспериментальной погрешности ($\sim 15\%$) не приводит к существенному изменению теоретических вероятностей переходов (см., например, [43]). По сравнению с этим отдельные эмпирические исследования показали, что в некоторых случаях незначительная разница в деформации начального и конечного состояний ($\Delta\epsilon/\epsilon \approx 10\%$) сильно меняет теоретическую вероятность $E1$ -перехода [15, 60]. Однако для таких произвольных изменений параметров отсутствовало теоретическое обоснование.

При анализе экспериментальных вероятностей $E1$ между состояниями $1/2^-$ [541] и $1/2^+$ [411] наблюдалась существенная задержка [22, 63] по сравнению с предсказаниями модели Нильссона ($F_N \approx 10^2, \dots, 10^4$). Такая задержка особенно необычна для переходов с $\Delta K = 0$ (см. также разд. 6). В работе В. Г. Соловьева [8] о теоретической возможности различных значений деформаций одноквазичастичных состояний одного ядра отмечалось, в частности, что для состояния $1/2^-$ [541] квадрупольная деформация ϵ получилась на $\Delta\epsilon \approx 0,02$ больше, чем для состояния $1/2^+$ [411]. Предварительные исследования влияния такого различия [61, 22] показали высокую чувствительность теоретических матричных элементов переходов к малым значениям $\Delta\epsilon$ (рис. 7).

Для систематического изучения этого явления измерения абсолютных вероятностей обсуждаемого перехода, проведенные сначала для ядер $^{171}, ^{173}\text{Lu}$, были потом продолжены и для $^{175}, ^{177}\text{Lu}$ и ^{179}Ta [62, 64]. Существующий в данное время экспериментальный материал позволяет сделать более обоснованные выводы о значении квадрупольной деформации [32, 65, 66].

Влияние деформации можно оценить правильно только после корректного учета других известных взаимодействий. Ниже систематически анализируются отдельные эффекты, которые влияют на

формирование матричных элементов $E1$ -переходов $1/2^- [411] \leftrightarrow 1/2^- [541]$: спаривание, взаимодействие Кориолиса и изменение квадрупольных деформаций. В работе [67] приведены доказательства, что влияние октаупольных вибраций в этом случае слабо и их

можно не принимать во внимание. Такое предположение подкрепляется и систематикой $E1$ -переходов с $\Delta K = 0$ (см. разд. 6 и рис. 13), из которой следует, что для $A \sim 175$ октаупольные при-

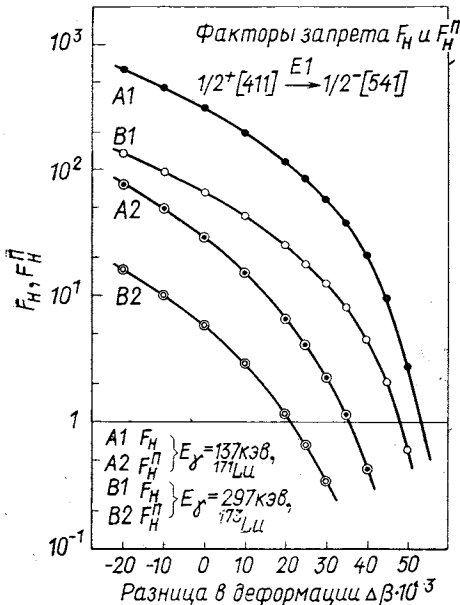


Рис. 7. Факторы запрета в зависимости от различия величин деформаций начального и конечного состояния; $\Delta\beta = \beta(1541) - \beta(1411)$ [22]

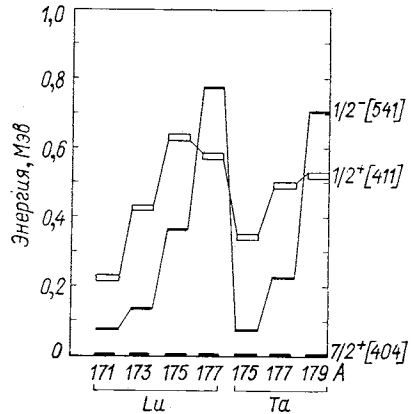


Рис. 8. Экспериментальные энергии возбуждения состояний $1/2^- [541]$ и $1/2^+ [411]$

меси в матричных элементах значительно слабее, чем при меньших значениях A .

В рассматриваемых изотопах Lu и Ta $E1$ -переход является частично-дырочным с малыми факторами $P_{if}^E \ll 1$. Положение уровней $1/2^+ [411]$ и $1/2^- [541]$ относительно поверхности Ферми передается правильно модельными вычислениями, за исключением ядра ^{177}Lu , где фактор P_{if}^E получается в теории весьма большим (табл. 9). Это ядро отличается от соседних изотопов Lu тем, что в нем уровень $1/2^+ [411]$ лежит ниже, чем состояние $1/2^- [541]$ (рис. 8). Такое изменение относительного положения обоих уровней не предсказывается моделью, а поэтому и фактор P_{if}^E вычисляется в этой модели с большой погрешностью. Для вычисления коэффициентов U и V можно применить и приближенную формулу, в которую входят экспериментальные значения

Таблица 9
 Факторы запрета $E1$ -переходов между ротационными
 полосами $1/2^+$ [411] и $1/2^-$ [541] [66]

Ядро	I_i	I_f	F_H	F_H^{Π}	$F_H^{\Pi K}$ $\varepsilon_i = \varepsilon_f$	$F_H^{\Pi K}$ $\varepsilon_i \neq \varepsilon_f$
^{171}Lu	$1/2^+$	$1/2^-$	305	12	15	2,0
	$1/2^+$	$1/2^-$	92	3,3	3,9	0,56
	$1/2^+$	$3/2^-$	50	1,8	4,4	1,0
^{173}Lu	$3/2^+$	$5/2^-$	129	4,5	7,6	1,5
	$3/2^+$	$3/2^-$	7,3	0,26	0,26	0,045
	$3/2^+$	$1/2^-$	53	1,9	1,7	0,14
^{175}Lu	$1/2^+$	$1/2^-$	740	45	48	6,5
^{177}Lu {	$5/2^-$	$3/2^+$	3100	500	870	84
	$5/2^-$	$5/2^+$	8300	460	190	5,2
^{175}Ta	$1/2^+$	$1/2^-$	2430	0,018	0,32	14
	$1/2^+$	$3/2^-$	5700	0,071	30	1,3
^{177}Ta	$1/2^+$	$1/2^-$	11700	8,9	13,2	3,5
	$1/2^+$	$3/2^-$	216	0,16	2,5	0,23
^{179}Ta	$5/2^-$	$3/2^+$	660	2,9	6,9	0,81

квазичастичной энергии $E_{\text{эксп}}$ и щели Δ [68] в предположении, что основное состояние $7/2^+$ [404] лежит вблизи уровня Ферми

$$V^2 = [1 \mp \sqrt{E_{\text{эксп}}^2 + 2\Delta E_{\text{эксп}} / (\Delta + E_{\text{эксп}})}] / 2. \quad (9)$$

Таким путем для ^{177}Lu получаются факторы P_{if}^E (эксп), которые значительно меньше модельных. Так, при значении щели $\Delta = 800$ кэв вычисляется $|P_{if}^E$ (эксп)|² = 0,0018 и $F_H^{\Pi} = 5,6$ по сравнению с $|P_{if}^E|^2 = 0,16$ и $F_H^{\Pi} = 500$ в табл. 10. Если $\Delta = 700$ кэв, получается $|P_{if}^E|^2 = 0,00175$ и $F_H^{\Pi} = 5,4$. Для других исследованных изотопов Lu с $A = 171-175$ значения U и V , полученные по формуле (9), хорошо согласуются с предсказаниями применяемой здесь модели [56]. Влияние смешивания конфигураций взаимодействием Кориолиса рассматривается на основании изучения вклада различных компонент в полный мат-

ричный элемент перехода. Согласно данным, в табл. 10 интенсивность $E1$ -перехода между одноквазичастичными состояниями

Таблица 10

Компоненты и матричные элементы переходов $1/2\ 1/2^+$ [411] $1/2\ 1/2^-$ [541] [56]

Ядро	Начальное состояние	Конечное состояние	M_{if}	
			$\varepsilon_i = \varepsilon_f$	$\varepsilon_i \neq \varepsilon_f$
^{173}Lu	0,999/1411	0,999/1541	-10,94	-3,614
	0,999/1411	0,0213/1530	-0,58	-0,479
	0,0078/1420	0,999/1541	-0,441	-0,32
^{175}Lu	1/1411	0,998/1541	-14,82	-5,076
	1/1411	0,030/1530	-0,737	-0,700
^{177}Ta	1/1411	0,999/1541	-1,716	1,400
	1/1411	0,031/1530	-0,373	-0,327

$1/2\ 1/2^+$ [411] и $1/2\ 1/2^-$ [541] определяется, прежде всего, главными компонентами. Вклады других конфигураций, например, $1/2^+$ [420] и $1/2^-$ [530], значительно меньше и ими можно пренебречь. То же самое имеет силу и для переходов $3/2\ 1/2^+ \leftrightarrow 1/2\ 1/2^-$. Более важное значение приобретают вклады компонент $1/2^-$ [530] и $3/2^-$ [532] при формировании матричных элементов переходов с участием ротационных уровней с $I^\pi = 3/2^-$ и $5/2^-$. Эти вклады сравнимы с вклады главных компонент. Поскольку фазы вкладов в обсуждаемых случаях за некоторым исключением одинаковы, смешивание конфигураций ведет к ускорению $E1$ -переходов, т. е. к росту значений $B(E1)$ при нарастании спина. Такая тенденция действительно наблюдается экспериментально в ^{171}Lu , где значения $B(E1)$ нарастают от $0,055(-6)e^2b$ при $I_i = 1/2$ до $2,7(-6)e^2b$ при $I_i = 19/2$ [69]. Однако не следует ожидать, что такое нарастание имеет место во всех полосах. Фаза и амплитуда факторов спаривания P_{if}^E и смешивания c_{if} меняется при значительной флуктуации приведенных вероятностей, как это проявляется экспериментально в некоторых случаях [69]. Парные корреляции и, в определенной степени, смешивание Кориолиса учитываются в данной модели с необходимой корректностью.

Для учета индивидуальной квадрупольной деформации каждой одноквазичастичной конфигурации проводилась минимизация полной энергии ядра по отношению к параметру деформации ε при блокировке исследуемого одноквазичастичного состояния (см. разд. 1). Полученные таким образом значения ε хорошо согласуются в большинстве случаев с известными экспериментальными значениями для основных состояний [34] и с расчетами по методу

Струтинского [9]. Результаты расчетов для одноквазичастичных конфигураций, включенные в процедуру смешивания в случае ядер $^{171}, ^{173}\text{Lu}$, приводятся в табл. 11.

Таблица 11

Рассчитанные деформации для состояний в $^{171}, ^{173}\text{Lu}$.
(Из интерполяции экспериментальных данных о соседних ядрах [34] можно ожидать $\varepsilon \approx 0,27$ для основных состояний обоих изотопов.)

Ядро	Состояние					
	7/2+ [404] основное	1/2+ [411]	1/2+ [420]	1/2- [541]	1/2- [530]	3/2- [532]
$^{171}\text{Lu}_{100}$	0,268	0,264	0,252	0,288	0,285	0,283
$^{173}\text{Lu}_{102}$	0,267	0,261	0,247	0,286	0,282	0,282

С этими теоретическими значениями индивидуальной квадрупольной деформации каждой конфигурации рассчитаны вероятности переходов [см. факторы $F_{\text{H}}^{\text{пк}}$ ($\varepsilon_i \neq \varepsilon_j$) в табл. 9]. Из табл. 9 видно, что несмотря на некоторые исключения, лучшее согласие теории с экспериментом достигается при учете индивидуальных деформаций. Анализ показывает, что в тех редких случаях, где учет индивидуальных деформаций приводит к ухудшению согласия с экспериментом, необходимо более точно рассчитать амплитуды смешивания, которые особенно для переходов между ротационными состояниями могут сыграть решающую роль.

Различие квадрупольных деформаций для рассматриваемых переходов на нескольких типичных примерах дается на рис. 9. Согласие с экспериментом улучшается на порядок. Чтобы объяснить относительные флуктуации между факторами запрета отдельных ядер, необходимо привлекать неучтенные эффекты, например, гексадекапольную деформацию и вибрационные примеси в волновых функциях. Полный матричный элемент γ -перехода остова и одночастичного матричного элемента. В расчетах матричных элементов переходов с разными деформациями начальных и конечных состояний интеграл перекрытия принимается равным единице, хотя он в действительности меньше. Оценка интеграла перекрытия для $A = 170$, проведенная с волновыми функциями анизотропного гармонического осциллятора [32], дала значение $\sim 0,8$, которое подтверждает справедливость предположения, что этот интеграл не отличается значительно от единицы. Известно, что матричные элементы некоторых $E1$ -переходов очень чувствительны к гексадекапольной деформации ядра. В области $N_0 - T_m$ наблюдается сильное изменение значений $B(E1)_{\text{эсп}}$ на несколь-

ко порядков для перехода $7/2^+ [404] \leftrightarrow 7/2^- [523]$. В работе [80] продемонстрирована связь между этим изменением $B(E1)$ -вероятности и монотонным ходом параметра ϵ_k для рассматриваемых

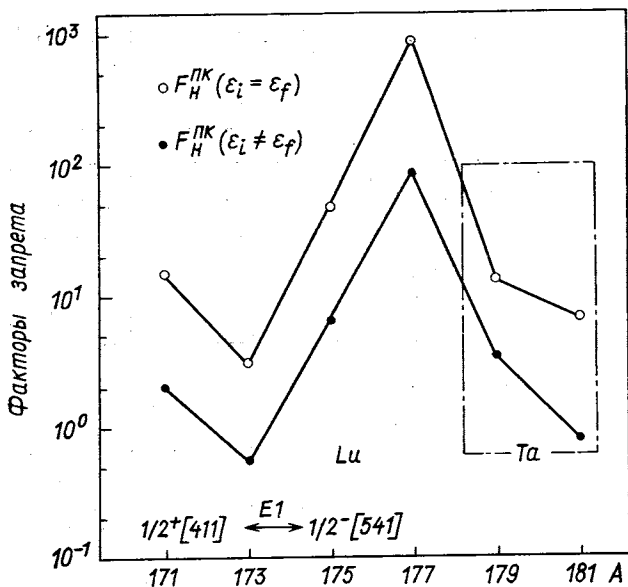


Рис. 9. Факторы запрета с одинаковой ($\epsilon_i = \epsilon_f$) и различной ($\epsilon_i \neq \epsilon_f$) деформацией начального и конечного состояний для переходов между основными состояниями полос

ядер. Представленные результаты показывают, как тесная связь экспериментальных и теоретических исследований ведет к дальнейшему усовершенствованию модельных расчетов.

6. ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ ОСТОВА

Общие замечания. Влияние коллективного движения проявляется очень четко в электрических квадрупольных переходах. Поэтому и рассмотрим их здесь более подробно. В четно-четных ядрах для ротационных переходов (внутри одной ротационной полосы) экспериментальные значения $B(E2)_{рот}$ имеют порядок $1e^2b^2$ ($F_B \approx 10^2, \dots, 10^{-3}$).

По сравнению с этим при разрядке β - и γ -вибрационных состояний наблюдаются приведенные вероятности $B(E2)_{вибр} \approx \approx 10^{-2}, \dots, 10^{-3} e^2b^2$ ($F_B \approx 0,1, \dots, 1$) (см. [72]), которые ближе к экспериментальным значениям тех переходов в нечетных

ядрах, являющихся практически одночастичными и имеющих порядок величины $B(E2)_{\text{всп}} \text{ о.ч.} \approx 10^{-5} e^2 b^2$ (см. рис. 11, 12). Физически это обстоятельство объясняется следующим свойством ядерных вибраций [70]. В описании вибрации участвуют двухквaziчастичные (в нечетных ядрах трехквaziчастичные) компоненты,

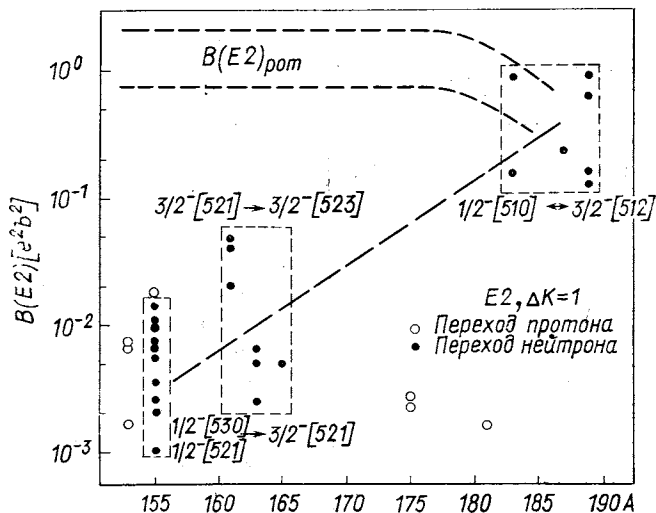


Рис. 10. Экспериментальные значения $B(E2)$ для переходов с $\Delta K = 1$. Данные взяты из работы [58]. Погрешность $\sim 25\%$

число которых не очень велико и которые включают только внешние нуклоны. Следовательно, этот эффект имеет характер менее коллективный, чем, например, вращение ядра, в котором участвуют все нуклоны. Из изложенного следует, что незначительные (1% и меньше, см. [71]) коллективные примеси к волновым функциям, как правило, заметно изменяют величину матричных элементов $E2$ -переходов (о $E1$ -переходах см. ниже). Часть полного гамилтониана (1) $H_H + H_{\text{пар}}$ не включает коллективное движение остатка и поэтому нельзя ожидать, что она правильно опишет абсолютные вероятности $E2$ -переходов между одноквaziчастичными состояниями, которые обычно содержат, хотя и малые, коллективные компоненты. В самом деле, результирующие факторы запрета $F_H^{\text{п}}$ за отдельными исключениями на несколько порядков меньше единицы.

$E2$ -переходы с $\Delta K = 1$. Экспериментальные вероятности $B(E2)$ для переходов с $\Delta K = 1$ в ядрах нечетных по массовому числу A приведены на рис. 10. Значения находятся в пределах $10^{-3}, \dots, 1e^2 b^2$ ($10 < F_V > 10^{-2}$). Доминирующее влияние конфи-

гурационных примесей, которое ожидается в переходах с $\Delta K = 1$ между состояниями с одинаковой четностью, связано с кориолисовым смешиванием начального и конечного состояний, и оно ведет к появлению в матричных элементах коллективных компонент ротационного типа. Область значения $B(E2)$ для переходов с $\Delta K = 1$ лежит ближе к ротационным значениям, чем для переходов с $\Delta K = 2$ (см. рис. 10 и 11). Это объясняется более сильными ротационными примесями.

Так, значения $B(E2)$ для области $A \approx 185$ на рис. 10 характеризуют переходы между конфигурациями $1/2^-$ [510] и $3/2^-$ [512],

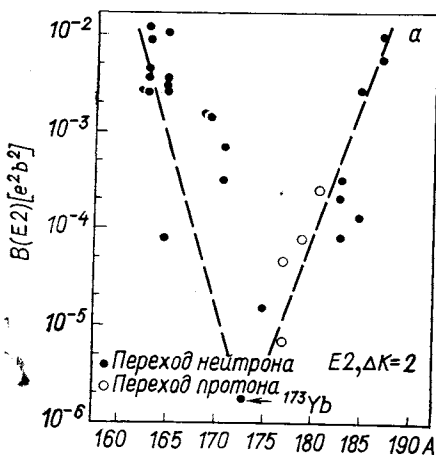


Рис. 11. Экспериментальные значения $B(E2)$ для переходов с $\Delta K = 2$. Данные взяты из работы [28]. Погрешность $\sim 25\%$

в ^{183}W $F_{\text{H}}^{\text{пК}} = 6,3 \cdot 10^{-2}$). На основе работ [38, 73] при описании ядерных свойств, включая и $E2$ -переходы с $\Delta K = 1$, учитываются взаимодействия между одночастичными ротационным и вибрационным движением (β - и γ -вибрации). В последнее время интерес вызывают работы Н. И. Пятова и др. [74] о смешивании одночастичных конфигураций нечетного ядра с вибрационными возбуждениями остова с $K^{\pi} = 1^+$. При таком смешивании для каждого ядра осуществляется перенормировка эффективных зарядов одночастичных матричных элементов $E2$ -переходов с $\Delta K = 1$. В ядре ^{235}U такой корректный учет одночастичных вкладов привел к изменению вероятности $B(E2)$ на 20—30% по сравнению с расчетами, проведенными только с учетом смешивания Кориолиса.

$E2$ -переходы с $\Delta K = 2$. Экспериментальные вероятности в $B(E2)$ -переходах с $\Delta K = 2$ в зависимости от массового числа A

смешивание которых в изотопах W хорошо известно [59, 71]. В некоторых ядрах [28] нами тоже исследовалось кориолисово смешивание и для других конфигураций, представленных на рис. 10. Во многих случаях учет этого взаимодействия действительно приводит к количественному объяснению экспериментальных результатов. Типичные примеры приведены в табл. 12. Другие примеры можно найти в работе [72]. Однако в некоторых случаях согласие с экспериментом является неудовлетворительным (например, для перехода $5/2^- 3/2^-$ [512] $\rightarrow 1/2^- 1/2^-$ [510]

Таблица 12
Электрические квадрупольные переходы

Ядро	Состояние		F_H	F_H^I	$F_H^{пк}$	Основные компоненты		
	начальное	конечное				начальное состояние	конечное состояние	$M^0, \text{ч. (колл)}$
^{165}Er	3/2 3/2- [521]	7/2 5/2- [523]	0,005	$\Delta K=1$ 0,002	5,8	0,997/3521 -0,144/1510	0,430/3521 0,999/1510	0,477 (1) 0,356 (1)
	3/2 3/2- [512]	1/2 1/2- [510]	0,027	0,013	0,18	0,989/3512	0,899/1510	-0,125 (1)
^{165}Er	3/2 1/2- [521]	5/2 5/2- [523]	0,86	$\Delta K=2$ 0,04	0,13	0,996/1521 0,088/3521	0,996/5523 0,084/3521	0,339 (0) 0,156 (0)
	1/2 1400/1600	5/2 5/2+ [642]	0,0001	0,00007	3,2	0,791/1400 -0,611/1660	-0,009/1400 0,051/1660 0,986/5642	-0,411 (0) -0,154 (1) -0,734 (0)
^{161}Er	11/2 11/2- [505]	7/2 3/2- [521]	2K-запр	K-запр	30	-0,003/3521	0,957/3521	-0,103 (0)
^{165}Er	11/2 11/2- [505]	7/2 5/2- [523]	1K-запр		3,8	0,100/9514	0,989/5523	0,323 (-1)

[75] приведены на рис. 11. Наблюдаются следующие особенности: а) значения лежат в пределах $10^{-6}, \dots, 10^{-2} e^2/b^2$; б) вырисовывается характерная форма зависимости с минимумом при $A \approx 175$. Делается попытка интерпретировать количественно экспериментальные значения $B(E2)$ при учете ротационных компонент. В некоторых случаях достигается существенное улучшение согласия с экспериментом. Типичные примеры показаны в табл. 13.

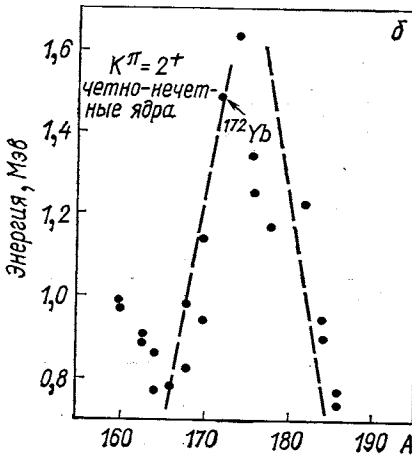


Рис. 12. Экспериментальные значения энергий E_{2+} однофононных 2^+ -состояний [1] четно-четных ядер, являющихся остовом ядер, представленных на рис. 11

зом, зависимость значений $B(E2)$ с $\Delta K = 2$ от массового числа нельзя понять только с помощью ротационных примесей. Оказывается, нужно принимать во внимание и другие формы коллективного движения.

Во многих деформированных четно-четных ядрах наблюдаются состояния $K^\pi = 2^+$ с энергией ~ 1 Мэв, которые разряжаются $E2$ -переходами с $\Delta K = 2$ (γ -вибрации). Соответствующие значения $B(E2)$ имеют порядок $5 \cdot 10^{-2} e^2/b^2$. Примесь такого однофононного возбуждения остова, например, в начальном состоянии данного перехода в нечетном ядре, появляющаяся из-за квазичастичного фононного взаимодействия, изменит абсолютную интенсивность мультипольности $E2$. В. Г. Соловьев [1] систематизировал энергию E_{2+} и структуру этих состояний. Зависимость их энергий возбуждения от массового числа соответствует определенным образом (рис. 12) найденной зависимости значений $B(E2)$. На границах деформационной области эта энергия составляет

В переходах с $\Delta K = 2$ амплитуды ротационных примесей в участвующих состояниях, как правило, меньше, чем в переходах с $\Delta K = 1$, поскольку смешивание осуществляется промежуточными состояниями (см. разд. 1). Поэтому вклады $M_{ij}^{\text{колл}}$ имеют часто сравнимую амплитуду, но из-за знака коэффициентов смешивания $c_{i,j}$ различную фазу по сравнению с одночастичными примесями $M_{ij}^{\text{о.ч.}}$. В некоторых случаях расчеты заметно расходятся с экспериментальными значениями. Так, оказалось невозможно описать даже и качественно вероятности $E2$ -переходов с изомера $7/2^-$ [503] на ротационные состояния конфигурации $3/2^-$ [512] в изотопах $^{183}, ^{185}, ^{187} \text{W}$ [59]. Таким обра-

800—900 кэв, а для $A \approx 175$ получены значения около 1600 кэв. Из этой систематики можно предположить, что вследствие более высоких энергий вибрационных возбуждений ожидается ослабление взаимодействия между квазичастичными конфигурациями нечетного ядра и вибрационными состояниями остова для $A \approx 175$. В результате матричные элементы $E2$ в этой области содержат меньше вибрационных примесей и, следовательно, их амплитуды будут меньше.

В этом смысле оказывается очень интересным следующее обстоятельство. Самое низкое значение вероятности $B(E2)$ на рис. 11 определяется для перехода $1/2\ 1/2^- [521] \rightarrow 5/2\ 5/2^- [512]$ в ядре ^{173}Yb ($B(E2) = 1,79 (-6) e^2 b^2$, $F_B = 3200$). В ядре остова ^{172}Yb состояние 2^+ находится при 1486 кэв. Это состояние в виде исключения [1] не имеет коллективного характера, а представляет собой 98,8% двухквазичастичной конфигурации $n1/2^- [521]\ n5/2^- [512]$.

Можно заключить, что оба состояния в ^{173}Yb не имеют заметных фоновых примесей (рис. 13). Таким образом, низкое значение вероятности $B(E2)$ в ^{173}Yb становится ясным, переход имеет

чисто одночастичный характер и описывается разумно в рамках модели парных корреляций ($F_{\text{H}} = 10$, $F_{\text{H}}^{\text{II}} = 3,5$). В работе [36] вычислялись октупольные примеси в $E1$ -переходах с $\Delta K = 0$, которые рассматриваются в следующем разделе. Исходя из этой работы, можно предположить, что в нечетном ядре начальное состояние $|i\rangle$ данного $E2$ -перехода с $\Delta K = 2$ (энергия E_i , спин I) взаимодействует с электрическим квадрупольным возбуждением конечного состояния $|f\rangle$ (энергия E_f , спин $I \pm 2$) и наоборот. Для энергии этого вибрационного состояния со спином I можно принять значение $(E_f + E_{2+})$, причем E_{2+} берется из спектра четно-четного остова ядра. По теории возмущения первого порядка коэффициент примеси квадрупольной вибрации в начальном состоянии $|i\rangle$ будет пропорциональным $1/|E_i - (E_f + E_{2+})|$.

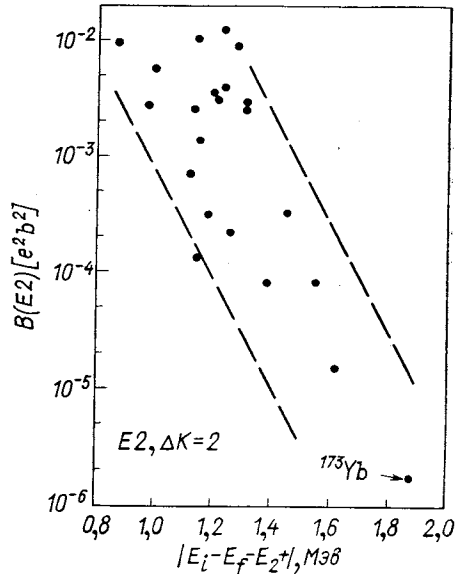


Рис. 13. Зависимость значений $B(E2)$ из рис. 11, от разности энергий конечного состояния и квадрупольно-вибрационного возбуждения начальной одноквазичастичной конфигурации

и в конечном состоянии — значению $1/|E_f - (E_i + E_{2+})|$. Следовательно, приведенная вероятность $B(E2)$ -перехода между обоими состояниями будет зависеть в некоторой степени также от этой разницы энергий. Поведение экспериментальных данных подтверждает сделанные выводы, как это показано на рис. 13, где параметр $|E_f - (E_i + E_{2+})|$ откладывается по абсциссе.

Таким образом, зависимость значения $B(E2)$ для переходов с $\Delta K = 2$ от массового числа A прямо указывает на взаимодействие квазичастиц с квадрупольными фононами. Практические расчеты, включающие это взаимодействие, выполнялись Веллером [38], который, однако, рассмотрел только два примера таких переходов.

Влияние октупольных вибраций на $E1$ -переходы. При первых сравнениях абсолютных вероятностей $E1$ -переходов с предсказаниями модели Нильссона было установлено Вернье [76], что переходы с $\Delta K = 0$ описываются удовлетворительно ($F_N \approx 1$), а переходы с $\Delta K = 1$ значительно «задержаны» ($F_N \gg 1$). Такое деление, проведенное на основании немногих экспериментальных данных, принципиально подтвердилось более поздними результатами, несмотря на то, что стали известны и отклонения от этой тенденции (см. [60, 77] и табл. 10). Значения матричных элементов в модели Нильссона для $E1$ -переходов с $\Delta K = 0$ и 1 не различаются по порядку величины, т. е. приведенные различия факторов задержки определяются экспериментальными значениями. Очевидно, должен быть структурный эффект, который влияет по-разному на эти переходы и не «чувствуется» одночастичной моделью. В качестве нижайшей полосы октупольных вибраций в деформированных чётно-чётных ядрах ожидается вибрационная полоса основного состояния с $K^\pi = 0^-$. Состояние с $I^\pi = 1^-$ этой полосы разряжается коллективным $E1$ -переходом на основное состояние. Оценка показывает, что дипольная сила таких коллективных переходов примерно в 100 раз больше, чем сила одночастичных переходов [78]. Было сделано предположение [48], что маленькие конфигурационные примеси полосы с $K^\pi = 0^-$ остова сильно влияют на вероятность $E1$ -переходов с $\Delta K = 0$ в нечётном ядре. Конкретные расчеты с учетом таких примесей были проведены Пипенбрингом [35], Феслером и др. [36] и подтвердили справедливость этого предположения. В интересном исследовании Бернтала и Расмуссена [37] для количественного объяснения абсолютных вероятностей $E1$ -переходов в ^{177}Nf на основе работы [36] в рассмотрение включается и кориолисово взаимодействие. Однако фазы октупольных примесей определялись эмпирически из наилучшего согласия с экспериментом.

Для $E1$ -переходов с $\Delta K = 1$ подобное влияние могло бы возникнуть из-за примесей октупольной полосы с $K^\pi = 1^-$. Однако октупольные возбуждения с $K = 1$ в чётно-чётных деформиро-

ванных ядрах находятся выше, чем уровни с $K^\pi = 0^-$, поэтому и их влияние на $E1$ -переходы с $\Delta K = 1$ значительно слабее, что и подтверждается экспериментом (рис. 14).

Известные в настоящее время экспериментальные данные позволяют систематически рассматривать вероятности K -разрешенных $E1$ -переходов для всей массовой области $150 < A < 190$. Экспериментальные значения $B(E1)$ на рис. 14 показывают характерные отличия для переходов с $\Delta K = 0$ и 1 в зависимости от массового

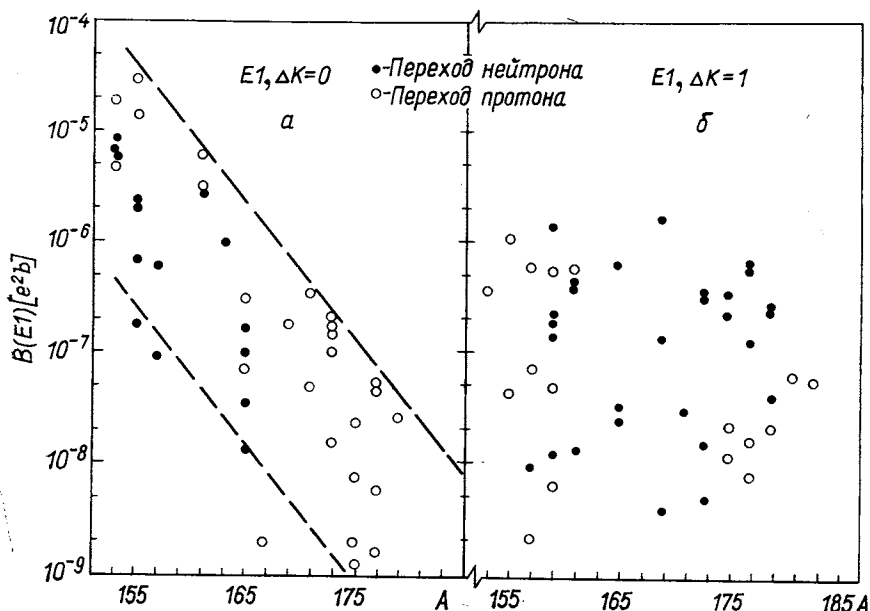


Рис. 14. Экспериментальные значения $B(E1)$ в нечетных ядрах [58]. Погрешность $\sim 25\%$

числа. Несмотря на флуктуации, связанные с внутренней структурой состояний, значения $B(E1)$ для переходов с $\Delta K = 0$ уменьшаются примерно на два порядка в рассматриваемой области масс. В то же время систематического поведения для переходов с $\Delta K = 1$ не наблюдается.

Ход экспериментальных вероятностей с $\Delta K = 0$ интерпретируется как результат взаимодействия квазичастиц с октупольными фононами. На рис. 15, построенном подобно рис. 13, наблюдается тоже корреляция между значениями $B(E1)$ и разностью энергий одноквазичастичных состояний и квадрупольных возбуждений. Так как имеется мало экспериментальных данных о энергиях E_0^- , использовались и теоретические значения из работы [79]. Вибрационные примеси в одноквазичастичных волновых

функциях вычисляются для ряда деформированных ядер на основе модели Саксона — Вудса при учете мультипольно-мультипольного взаимодействия [7].

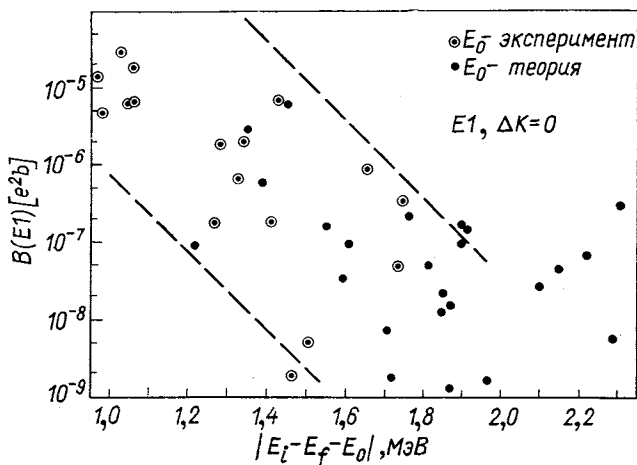


Рис. 15. Зависимость значений $B(E1)$ из рис. 14, а от разности энергий конечного состояния и октупольно-вибрационного возбуждения начальной одноквазичастичной конфигурации

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе описываются некоторые результаты, достигнутые за последнее время при исследованиях и систематизации абсолютных вероятностей γ -переходов в нечетных деформированных ядрах. В гл. 2 рассматривается перспективное использование метода задержанных совпадений на пучке частиц с помощью детекторов Ge(Li) для измерения времени жизни возбужденных ядерных состояний в ядерных реакциях.

Величины матричных элементов переходов практически чувствительны не только к основным свойствам, но и к тонкостям ядерных моделей. Поэтому экспериментальная информация об абсолютных вероятностях электромагнитных переходов играет важную роль для проверки и уточнения модельных волновых функций. Это демонстрируется здесь некоторыми исследованиями на основе полуфеноменологической модели, описанной в гл. 3. Роль среднего поля и парных корреляций (гл. 4) обсуждается кратко, поскольку этим вопросам уже посвящен ряд работ. На примере K -разрешенных и K -запрещенных переходов в гл. 5 показано возможное влияние одноквазичастичных примесей с разными K при последовательном применении схемы смешивания большого числа нильссонов-

ских состояний взаимодействием Кориолиса (например, десять уровней отрицательной четности и девять уровней положительной четности в ядрах E_1). Правильное описание вероятностей переходов и требование согласия с экспериментальными значениями накладывают на схему смешивания волновых функций дополнительные условия: например, включение состояний, лежащих далеко от поверхности Ферми, и определенные корреляции между свободными параметрами (одночастичными энергиями и факторами ослабления). При рассмотрении электрических дипольных переходов оказывается, что если в смешивании участвуют одноквазичастичные конфигурации, разрешающие асимптотически данный переход, то очень малые примеси к волновым функциям ($<10^{-3}\%$) могут дать заметный вклад в матричный элемент перехода. Это проявляется практически в K -запрещенных переходах. В случаях K -разрешенных переходов между слабо возмущенными состояниями главный вклад дается основными компонентами волновых функций.

Влияние различных значений деформаций начального и конечного состояния на электрические дипольные переходы является предметом обсуждения гл. 6. Модельные вычисления и сравнения с рядом экспериментальных значений показывают, что применение индивидуальных значений теоретических параметров квадрупольной деформации для каждой одноквазичастичной конфигурации является не только правильным, но и более корректным способом по сравнению с использованием одного значения для всех состояний.

Конечно, на современном этапе точность расчетов, представленных в гл. 5 и 6, невелика из-за целого ряда приближений, и конкретные результаты относятся, строго говоря, только к применяемой модели. Несмотря на это, выводы этих исследований имеют более общий, принципиальный характер.

Интересная зависимость некоторых вероятностей $B(E_1)$ от величины гексадекапольной деформации ядра только упомянута в этом обзоре.

Было показано, что в разных случаях на матричный элемент электромагнитного перехода оказывает влияние то или иное остаточное взаимодействие. Во многих случаях сам факт возможности обнаружения какие взаимодействия играют решающую роль, является успехом исследований. Выяснение роли остаточных взаимодействий в каждом конкретном случае является результатом детального анализа и пока трудно сформулировать «правила отбора», позволяющие выяснить, какие виды остаточного взаимодействия играют определяющую роль в данном переходе.

Систематическое изучение приведенных вероятностей E_2 -переходов с $\Delta K = 2$ и E_1 с $\Delta K = 0$ в зависимости от массового числа указывает на влияние коллективного движения остова из-за ква-

зичастично-фононного взаємодія (гл. 7). Приведені якісні розгляди підкреслюють необхідність урахування взаємодія квазічастиць з квадрупольними і октупольними фононами при розрахунках ймовірності переходів.

Більш глибоке розуміння ядерної структури вимагає, щоб ядерні моделі описували со всі більш удосконалюючі точністю вимірювані величини. І в подальшому удосконаленні модельних представлень роль досліджень ймовірності електромагнітних переходів буде збільшуватися.

Автор виражає признателність Л. Мюнхову за читання рукопису і критичні зауваження, а також Х. Ф. Брінкманну і Ф. Стари за уважання і інтерес до роботи. Він дякує Академії наук ГДР за створення хороших умов роботи в ЦІЯІ (Россендорф).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
2. Nilsson S. G. «Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd.», 1955, Bd 29, N 16; В кн.: Деформация атомных ядер. Пер. с англ. М., Изд. иностр. лит., 1958, с. 232.
3. Немировский П. Э., Чепурнов В. А. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 998; Гареев Ф. А., Иванова С. П., Калинин Б. Н. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, т. 33, с. 1690.
4. Gustafson e.a. «Arkiv. Fys.», 1967, Bd 36, S. 613.
5. Nilsson S. G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 131, p. 1.
6. Andersen B. L. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 162, p. 208.
7. Гареев Ф. А. и др. «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, с. 357.
8. Soloviev V. G. «Phys. Lett.», 1966, v. 21, p. 311.
9. Arseniev D. A. e.a. «Phys. Lett.», 1972, v. 408, p. 305.
10. Арьт Р. и др. «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, с. 843; Громов К. Я. и др. «ЭЧАЯ», 1975 (будет опубликовано).
11. Винтер Г. и др. «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, с. 895.
12. Базнат М. И. и др. «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, с. 941.
13. Hjorth S. A. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 144, p. 513.
14. Löbner K. E. G., Malmskog S. G. «Nucl. Phys.», 1966, v. 80, p. 505.
15. Perdrisat C. F. «Rev. Mod. Phys.», 1966, v. 38, p. 41.
16. Берлович Э. Е., Василенко С. С., Новиков Ю. Е. Л., «Наука», 1972.
17. Andrejtscheff W. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 178, p. 563.
18. Andrejtscheff W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 226, p. 142.
19. Бегжанов Р. Б., Акилов Ф. С. Временная спектроскопия атомных ядер. Ташкент, «Фан», 1972.
20. Акимов Ю. К. и др. Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц. М., Атомиздат, 1970.
21. Meiling W., Stary F. Nanosecond Pulse Techniques. Berlin, Akademie Verlag, 1969 (см. пер. Мейлинг В., Стари Ф. Наносекундная импульсная техника. М., Атомиздат, 1973).
22. Andrejtscheff W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 190, p. 489.
23. Gabriel F. Preprint ZfK-228, 1972.
24. Манфрасс П. и др. Препринт ОИЯИ Д6-7094, 1973, с. 170.
25. Yamazaki T., Ewan G. T. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 134, p. 81.
26. Manfrass P. e.a. Preprint ZfK-255, 1973.
27. Davidson J. P. Collective Models of the Nucleus. N. Y.—L., Academic Press, 1968.

28. Andrejtscheff W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 220, p. 438.
29. Андрейчев В. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2161.
30. Bes D. R., Szymanski Z. «Nucl. Phys.», 1961, v. 28, p. 42; Szymanski Z. «Nucl. Phys.», 1961, v. 28, p. 63.
31. Andersen B. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 196, p. 547; Gareev F. A. e.a. «Phys. Lett. B», 1968, v. 27, p. 117; Preprint JINR E4-5877, 1971.
32. Andrejtscheff W. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 351.
33. Reich C. W., Helmer R. G., Greenwood R. C. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 168, p. 487.
34. Löbner K. E. G. e.a. «Nucl. Data A», 1970, v. 7, p. 495.
35. Piepenbring R. Theses. Strasbourg, 1966; Monsonogo G., Piepenbring R. «Phys. Lett.», 1966, v. 21, p. 180; «Nucl. Phys.», 1966, v. 78, p. 265.
36. Faessler A. e.a. «Nucl. Phys.», 1966, v. 85, p. 481.
37. Bernthal F. M., Rasmussen J. O. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 101, p. 513.
38. Weller F. «Fortschritte Phys.», 1971, Bd 19, S. 201.
39. Войханский М. Е. Гамма-лучи. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1961, с. 5.
40. Löbner K. E. G. «Phys. Lett. B», 1968, v. 26, p. 369.
41. Andrejtscheff W. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 40, p. 92.
42. Гадецкий О. Г., Пятов Н. И. Препринт ОИЯИ Р-1907, 1964.
43. Гареев Ф. А. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 308.
44. Schulz H., Wiehicke H. J. Preprint JINR, E4-4210, 1968.
45. Winter G. Частное сообщение.
46. Lamm I. L. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 125, p. 504.
47. Boisson J. P., Piepenbring R. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 168, p. 385.
48. Vergnes M. N., Rasmussen J. O. «Nucl. Phys.», 1965, v. 62, p. 233.
49. Meiling W., Stary F. Preprint ZfK-PhA' 21, 1966.
50. Andrejtscheff W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 225, p. 300.
51. Fellah M., Hammann T. F. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 284.
52. Wahlborn S., Blomquist J. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 133, p. 50.
53. Andrejtscheff W. Preprint ZfK-243, 1972, с. 84; Schilling K. D. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 208, p. 417.
54. Бирбраир Б. Л., Фейфрик В. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 406.
55. Feifrik V., Rizek J. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 121, p. 153.
56. Манфрасс П. Частное сообщение.
57. Базнат М. И., Пятов Н. И. Препринт ОИЯИ Р4-6980, 1973.
58. Andrejtscheff W., Schilling K. D., Manfrass P. Tables of γ -ray transition probabilities. Atomic Data and Nuclear Data Tables. Vol. 16, No. 6, 1975.
59. Prade H. e. a. Preprint ZfK-260, 1973.
60. Vetter M. «Z. Phys.», 1969, Bd 225, S. 336.
61. Andrejtscheff W., Winter G. Preprint ZfK-223, 1971, с. 54.
62. Winter G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 223, p. 320.
63. Manfrass P., Andrejtscheff W. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 194, p. 561.
64. Manfrass P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 226, p. 157.
65. Andrejtscheff W. e.a. Preprint ZfK-243, 1972, p. 138.
66. Andrejtscheff W. e.a. Preprint ZfK-262, 1973, p. 91.
67. Löbner K. E. G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 197, p. 553.
68. Burke D. e.a. «Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd.», 1966, Bd 35, 2.
69. Winter G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 199, p. 1.
70. Bunker M. E., Reich C. W. «Rev. Mod. Phys.», 1971, v. 43, p. 348.
71. Kerman A. K. «Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd.», 1956, Bd 30.
72. Tveter A., Herskind B. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 134, p. 599.
73. Faessler A. «Nucl. Phys.», 1964, v. 59, p. 177.
74. Базнат М. И., Пятов Н. И. Препринт ОИЯИ Р4-7907, 1974.
75. Andrejtscheff W., Manfrass P. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 159.
76. Vergnes M. N. «Nucl. Phys.», 1962, v. 39, p. 273.
77. Tamura T. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 115, p. 193.
78. Malmkog S. G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 103, p. 481.
79. Neergard K., Vogel P. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 145, p. 33.