

Г- 856

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Д. Т. Гринь

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ НА СВОЙСТВА ЯДРА

(055 - Физика атомного ядра и космических лучей)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Диссертация написана на русском языке

Д у б н а

1972

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Ю.Т.Гринь

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ НА СВОЙСТВА ЯДРА

(055 - Физика атомного ядра и космических лучей)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Диссертация написана на русском языке

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Д у б н а
1972

Работа выполнена в ордена Ленина Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова.

Официальные оппоненты:

действительный член АН СССР	С. Т. Беляев
доктор физико-математических наук, профессор	Б. Т. Гейлиман
доктор физико-математических наук, профессор	В. Г. Соловьев

Ведущее предприятие: Институт теоретической и экспериментальной физики.

Автореферат разослан " " 1972 года.

Защита диссертации состоится " " 1972 года на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики ОИЯИ (г. Дубна Московской обл.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь
Ученого совета

Р. А. Асанов

Вращательные спектры в атомных ядрах были открыты экспериментально в 1950 году. Одновременно было установлено, что наблюдаемые квадрупольные моменты превышают в некоторых случаях в 10-30 раз одночастичные значения, даваемые оболочечной моделью. Теоретически эти вопросы были разработаны в обобщенной модели ядра, предложенной в 1951 г. О. Гором, и последующих работах О. Гора и Б. Моттельсона [1]. В этих работах было установлено, что возбужденные состояния ядер можно разделить на внутренние и коллективные возбуждения, которые связаны с изменением формы ядра. Последние могут быть рассмотрены как колебания поверхности и вращение деформированного ядра. Вращательные состояния играют большую роль в деформированных ядрах. Они обладают: 1) простой зависимостью спектра от момента количества движения; 2) характерными особенностями в правилах отбора электромагнитных и также β - и α -переходов. Экспериментальное исследование вращательных спектров позволяет прежде всего выяснить такие параметры, как момент инерции и деформацию. Однако эти две величины недостаточны для описания их свойств, так как отклонение от адиабатичности и связь с другими степенями свободы сильно влияют на вид энергетического спектра и вероятности переходов.

В ядерной физике, и в частности теории деформированных ядер, был достигнут существенный прогресс после построения теории сверхпроводимости и развития последовательных методов учета этого явления [2, 3, 4]. Конкретное применение эффектов парной корреляции в ядерной физике было дано в работах Беляева [5], Мигдала [6], Соловьева [7], в которых были объяс-

нени многие свойства низковозбужденных состояний ядер и, в частности, получены правильные значения моментов инерции [5], [6]. Однако эффекты, приводящие к нарушению простых энергетических зависимостей в ротационных спектрах, влияние вращения на свойства ядра, проявление эффектов парной корреляции и вращения в порехадах и при больших энергиях возбуждения оставались невыясненными. Диссертация посвящена теоретическому исследованию указанных проблем. Атомное ядро рассматривалось как система нуклонов, движущихся в самосогласованном поле, и учитывалось взаимодействие, приводящее к парной корреляции. Вращение описывалось методом кренкинг-модели. При получении окончательных аналитических формул в расчетах в качестве самосогласованного поля использовался осцилляторный потенциал. Основные результаты диссертации опубликованы в статьях [8-18] и докладывались на ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии.

В § 1 и § 2 первой главы изложены основные идеи обобщенной модели и способы расчета важнейшей характеристики вращательного состояния - момента инерции. Если равновесная форма ядра является аксиально-симметричной, то ротационное движение может быть охарактеризовано квантовыми числами I , K , M , составляющими соответственно полный угловой момент, его проекцию на ядерную ось симметрии и проекцию на фиксированную в пространстве ось Z .

Разделение ядерного движения на вращательное и внутреннее соответствует волновой функции

$$\Psi = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[D_{MK}^I(\theta_i) \varphi_{nK}(\dots \vec{r}_s) + (-)^K D_{M-K}^I(\theta_i) \varphi_{n-K}(\dots \vec{r}_s) \right], \quad (1)$$

где φ_{nK} характеризует внутреннюю структуру ядра и зависит от координат нуклонов \vec{r}_s . Функции Вигнера D_{MK}^I зависят от углов Эйлера θ_i ядерной координатной системы и описывают вращение ядра.

В четно-четном ядре основное состояние имеет $K=0$, и из условия симметрии волновой функции следует, что $I=0, 2, 4, \dots$, а спектр имеет вид

$$E_I = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathcal{J}}, \quad (2)$$

где \mathcal{J} - момент инерции ядра.

Можно получить оценки для величины момента инерции твердого тела \mathcal{J}_T и жидкой капли $\mathcal{J}_{жл.}$, имеющих массу и форму ядра.

Величина $\mathcal{J}_{жл.}/\mathcal{J}_T \approx 0,9\beta^2 < 0,1$, т.к. деформации ядер имеют величины $\sim 0,3-0,2$. Наблюдаемые величины моментов инерции в области редкоземельных и тяжелых элементов обычно в 2-3 раза меньше \mathcal{J}_T . Метод вычисления момента инерции в оболочечной модели был впервые предложен Инглисом [19] и называется кренкинг-моделью или моделью принудительного вращения. Его применение к системе независимых частиц приводит к величине момента инерции, равной твердотельному значению. Это обстоятельство является важнейшим указанием на необходимость учета взаимодействия между нуклонами. В § 3 изложены способы рассмотрения парной корреляции, которая уменьшает величину момента в 2-3 раза.

В § 4 главы I описан обратный эффект, на который было указано в работе автора [8]. Парная корреляция "связывает" частицы в пары, имеющие момент 0. Вращение же стремится нарушить эту корреляцию, "разорвать" пару, чтобы образовать из таких пар момент I . Чем больше I , тем больше надо "разрушить" пар, тем сильнее изменяется (уменьшается) величина, характеризующая парную корреляцию Δ . В свою очередь, это приводит к зависимости момента инерции от I . Этот эффект аналогичен действию магнитного поля, которое уменьшает величину энергетической щели Δ в сверхпроводнике. В работе [8] путем решения уравнений Горькова было вычислено изменение Δ во втором порядке малости по параметру $\frac{I\ell_0}{\Delta}$ (где ℓ_0 - одночастичный момент количества движения на поверхности Ферми). Буквенно величина $\frac{\Delta^{(2)}}{\Delta_0}$ равна отношению вращательной энергии к энергии парной корреляции. Этот расчет позволяет оценить величину коэффициента B в разложении энергии по степеням $I(I+1)$.

возникающего из-за изменения Δ .

Численная оценка дала для области редких земель $B \approx 25 \cdot 10^{-3}$ кэв, для области тяжелых элементов $B \approx 6 \cdot 10^{-3}$ кэв. В § 5 изложен математический аппарат, разработанный в статье [9], который позволяет относительно легко осуществить решение уравнений сверхпроводимости и вычисление поправок к энергии (или другой величине) до любого необходимого порядка теории возмущений. В Приложении I изложен удобный метод вычисления интегралов, встречающихся в расчетах.

Во второй главе излагаются результаты расчетов, проведенных автором в работах [9, 10, 11, 12]. В этих работах было установлено, что есть две области изменения моментов: $I < \frac{\Delta J}{2\omega_0}$, когда вращение можно рассматривать по теории возмущений по отношению к парной корреляции, и $I > \frac{\Delta J}{2\omega_0}$, где вращение не может считаться малым. В § I были вычислены неадиабатические поправки к вращательным спектрам четно-четных ядер. Область сильно деформированных ядер с числом частиц $152 \leq A \leq 190$ и $A \geq 226$ характеризуется хорошо исследованным ротационным спектром возбуждений. Однако простое правило (2) всегда нарушается и спектр четно-четных ядер лучше описывается формулой

$$E_I = E_0 + \frac{I(I+1)}{2J} - BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3 + \dots \quad (3)$$

Физической причиной появления поправочных членов является связь основного состояния с одночастичным движением и колебательными степенями свободы системы. Константы B и C определяются из положения уровней 4^+ и 6^+ . Выражение (3) представляет собой разложение энергии ядра в ряд, где параметром разложения служит отношение энергии вращения к энергии парной корреляции. Оно верно в области редких земель только для

$I \ll \hbar \omega$. Представление энергии даже в виде бесконечного ряда по $I(I+1)$ в области больших I не является правильным, так как нарушается критерий применимости теории возмущений. Поэтому выражение (3) следует рассматривать только как параметризацию экспериментальных данных, полученных на основе по-

ложения уровней 2^+ , 4^+ , 6^+ . Поскольку для $I = 4$ критерий теории возмущений еще выполнен, можно вычислить коэффициент B по теории возмущений.

Вклад в коэффициент B происходит из-за связи основного состояния с одночастичными и колебательными степенями свободы. В соответствии с этим его можно представить в виде двух членов: $B = B_{од.} + B_{кол.}$. Значение $B_{од.}$ было вычислено в работе [9]. В области устойчивой деформации $B_{од.} \sim (\rho_0 \Delta^2 J^2)^{-1}$, а $B_{кол.} \sim (\omega_\beta^2 J^3)^{-1}$ (ω_β - энергия β -колебаний) и $\frac{B_{од.}}{B_{кол.}} \sim \frac{J}{\rho_0 \Delta^2} \sim 1$. Однако вблизи границ области стабильности, когда $B_{кол.}$ увеличивается из-за 1) уменьшения деформации, приводящей к уменьшению J ; 2) уменьшению ω_β , величина $\frac{B_{од.}}{B_{кол.}} \sim \beta^2 \left(\frac{\omega_\beta}{\Delta}\right)^2 \ll 1$. Таким образом, происхождение коэффициента B для ядер с устойчивой деформацией связано с взаимодействием с одночастичным спектром и изменением Δ . Этот эффект является принципиальным, он отсутствует в модели ферми-газа и не имеет аналога в молекулярных спектрах (по образцу которых строилась обобщенная модель), где коэффициент B связан с наличием колебаний. Результаты расчетов для осцилляторного потенциала качественно объясняют величину и ход коэффициента B в области редких земель и тяжелых элементов.

Помимо влияния на парную корреляцию нуклонов вращение действует на самосогласованное поле, меняя среднеквадратичный радиус ядра или квадрупольную деформацию в возбужденных ротационных состояниях. Изменение квадрупольного момента (или деформации) может происходить из-за двух эффектов: 1) перераспределения частиц по уровням, т.е. из-за связи через вращение основного состояния с одночастичным спектром, 2) гентробежного растяжения, связанного с взаимодействием основного и колебательного спектров. Это обстоятельство приводит к различию моментов инерции основного и возбужденного состояний.

В феноменологических моделях обычно учитывают только второй эффект. В этом случае "центробежное растяжение" может быть однозначно связано с поправками к ротационному спектру, т.е. с коэффициентом B . Однако взаимодействие с одночастичным спек-

ром всегда имеет место. Поэтому необходимо учитывать взаимодействие вращения с одночастичными и коллективными степенями свободы и уменьшение парной корреляции из-за вращения. Эти эффекты различным образом входят в изменение деформации и поправки к ротационным спектрам.

В § 2 второй главы проведены расчеты изменения квадрупольного момента под влиянием вращения, сделанные в работе [10]. При этом использовалась модель деформированного ядра с учетом спаривательного и квадрупольно-квадрупольного взаимодействия между нуклонами. Для объяснения наблюдаемого эффекта необходимо учитывать взаимодействие вращения с одночастичным и колебательным движением. Получены аналитические формулы в модели прямоугольной ямы и осциллятора для коллективного и одночастичного вклада в величину относительного изменения квадрупольного момента $\delta Q/Q_0$ от вращения без предположения об адиабатичности колебаний $\omega_p \ll 2\Delta$.

Изменение квадрупольного момента при $(\omega_p/2\Delta) < 0,5$ в основном определяется коллективным членом $\sim (J\omega_p)^2$, т.е. очень сильно увеличивается в переходной области. Это обстоятельство является понятным, т.к. в переходной области жесткость ядра по отношению к деформационным колебаниям уменьшается. Вычисления для разных средних потенциалов значения $\delta Q/Q_0$ близки друг другу и согласуются с имеющимися экспериментальными значениями.

Момент инерции является универсальной функцией параметра $X_1 = C \frac{\beta}{\Delta}$ (где C - некоторая константа, например, в осцилляторном потенциале $X_1 = \frac{\omega_p \beta}{2\Delta}$). Поэтому увеличение момента инерции может быть связано с изменением Δ и β . Если для простоты считать, что $X_{1N} = X_{12}$, то для изменения моментов инерции можно получить выражение $\delta J \approx J \left(\frac{\delta \beta}{\beta} - \frac{\delta \Delta}{\Delta} \right)$. Из него следует, что увеличение β и уменьшение Δ приводят к одному эффекту - увеличению момента инерции. Расчеты величин $\frac{\delta \Delta}{\Delta}$ и $\frac{\delta \beta}{\beta}$ для уровня 2^+ в осцилляторном потенциале показывают, что $\frac{\delta \beta}{\beta}$ почти всегда превышает $\frac{\delta \Delta}{\Delta}$ более чем на порядок. Эти

величины могут сравниваться только на границах области стабильности деформации, когда $\omega_p/2\Delta \leq 0,3$. Поэтому в области стабильной деформации при расчете изменения моментов инерции и поправок к ротационной энергии основным эффектом является уменьшение парной корреляции.

Рассмотрение указанных выше вопросов было сделано по теории возмущений, т.е. предполагалось, что $I \ll 8\hbar$ для редких земель и $I \ll 12\hbar$ для тяжелых элементов. В настоящее время получены возбуждения ротационных уровней некоторых ядер в области редких земель вплоть до $I = 18\hbar$, а в области тяжелых элементов до $I = 12\hbar$. Оказывается, что моменты инерции, определенные из энергий переходов как

$$J_I^{-1} = \frac{E_I - E_{I-2}}{2I - 1}, \quad (4)$$

по мере возрастания момента уровня увеличиваются и приближаются к своему твердотельному значению. Разброс в моментах инерции различных ядер с увеличением момента уменьшается, а зависимость $J^{-1}(I)$, определенная из (4), становится линейной. Как было уже отмечено, вращение ядра приводит к уменьшению величины Δ . При некотором моменте, называемом критическим, Δ обращается в нуль, а момент инерции становится твердотельным. Такое объяснение экспериментальных данных принципиально отличается от расчетов спектров вращения по феноменологическим уравнениям, в которых эффект изменения Δ от вращения не учитывается, а увеличение момента инерции происходит за счет центробежного растяжения ядра. В § 4 вычисляется зависимость парной корреляции, энергии и момента инерции от момента системы, не предполагая малости последнего. Эти результаты были получены в работах автора [11, 12]. При решении задачи используются уравнения сверхпроводимости [4] для функций G и F . Уравнения решаются для случаев сферического ядра или вращения вокруг оси симметрии аксиального деформированного ядра. Для потенциалов осциллятора и прямоугольной ямы получены зависимости Δ/Δ_0 как функции параметра $X = \frac{\beta}{2\Delta}$, которые очень близки друг к другу. Значения критических угловых скоростей и моментов, при которых $\Delta = 0$, для осциллятора

$$\Omega_{кр} = \frac{e^{3/2} \Delta_0}{2 \ell_0} ; I_{кр} = \frac{e^{3/2} \Delta_0 J_0}{2 \ell_0} = 2,2 \frac{\Delta_0 J_0}{\ell_0},$$

а для ямы

$$\Omega_{кр} = \frac{e^{7/3} \Delta_0}{4 \ell_0} ; I_{кр} = \frac{e^{7/3} \Delta_0 J_0}{4 \ell_0} = 2,5 \frac{\Delta_0 J_0}{\ell_0}.$$

Отличие критических моментов для этих моделей лежит в пределах 15%. Поэтому в области больших моментов полученные выводы зависят от модели слабо и учет влияния деформации на поведение парной корреляции производился для осциллятора. Оказалось, что в случае деформированных ядер Δ не обращается в нуль ни при каких моментах из-за логарифмической расходимости. Однако для реальных ядер это не имеет практического значения, так как не имеет смысла говорить о спаривании, когда $\beta \Delta \sim 1$ (β - плотность уровней на поверхности Ферми). Это позволяет получить значение критических моментов с учетом деформации

$$I_{кр.деф.} = I_{кр.сф.} \left[1 + \frac{2}{3} e^{\beta} \left(\frac{\omega_0 \beta}{2 \Delta_0} \right)^2 \ln(\beta \Delta_0) \right]. \quad (6)$$

Таким образом, поправка из-за деформации затягивает переход, но не превышает 10% от значения $I_{кр.сф.}$

Вычислена зависимость величин Δ , J и энергии E от момента. В области больших моментов эти величины слабо зависят от деформации, которая учитывается по теории возмущений. При малых моментах деформация приводит к качественному различию в свойствах сферических и деформированных ядер. В этом случае ее нельзя считать малой, однако здесь можно воспользоваться обычной теорией возмущений по вращению.

Учитывая слабую зависимость результатов от деформации, можно утверждать, что основной причиной изменения момента инерции является изменение Δ (т.е. связь основного состояния с одночастичным движением). Экспериментальная зависимость удовлетворительно воспроизводится теорией при значениях вели-

чин Δ_0 , ℓ_0 , J_0 , соответствующих ядрам редких земель и тяжелых элементов. Критический момент для редких земель оказался $\sim (22-24) \hbar$.

Параграф 4 посвящен обсуждению проблемы влияния конечности ядра на фазовый переход, приводящий к обращению парной корреляции в нуль. Если считать, что ядро имеет полную плотность уровней $\rho_{oi} = \frac{2}{d_i}$ (где d_i - среднее расстояние между дважды вырожденными уровнями в деформированном ядре, а индекс i относится либо к протонной, либо нейтронной системе), условие существования нетривиального решения уравнения для Δ имеет вид: $\rho_{oi} \Delta_i \geq 2$. В этом случае в системе возникает парная корреляция нуклонов. С другой стороны, если имеется какой-либо процесс, уменьшающий Δ , то в силу конечности ядра (и соответственно дискретности уровней) исчезновение парной корреляции будет происходить при нарушении этого условия, т.е. при

$$\frac{\Delta_i}{\Delta_{oi}} \leq \frac{2}{\rho_{oi} \Delta_{oi}}. \quad (7)$$

Надо иметь в виду, что в области редких земель

$\rho_{oi} \Delta_{oi} \approx 4,5-5,0$, а $\rho_{on} \Delta_{on} \approx 4,0-5,0$; в тяжелых элементах $\rho_{oi} \Delta_{oi} \approx 6,5$. Таким образом, спаривание в ядрах является весьма слабым эффектом и изменение его в 2 раза (или даже менее чем в 2 раза) приводит к исчезновению парной корреляции.

Как показано в § 3 главы 2, вращение ядра уменьшает величину Δ , обращая ее в нуль в точке $I_{кр.}$. Учет деформации затягивает точку обращения Δ в нуль до моментов $I_{кр.деф.}$. Однако в силу условия (7) парная корреляция будет исчезать, не достигая $I_{кр.сф.}$ или $I_{кр.деф.}$, при моментах, которые мы называем эффективными критическими $I_{кр.эф.}$. Результаты расчетов показывают, что сначала происходит переход с исчезновением нейтронной корреляции, а затем обращается в нуль и протонная корреляция. Величина $I_{кр.эф.} \sim 20-24$ для редких земель и $\sim 30-36$ для тяжелых элементов. В точке перехода

$\left(\frac{J_0}{J_0} \right)_{кр.эф.} = 0,85-0,9$. Учитывая квазиклассическую точность расчетов, которая $\sim 25\%$, можно сказать, что в области редких

земель фазовый переход будет иметь место при $18 \leq I_{кр.эф} \leq 24$, а в области тяжелых элементов $30 \leq I_{кр.эф} \leq 38$. При $I \approx I_{кр.эф}$ должно наблюдаться резкое уменьшение Δ и соответственно переход к твердотельному значению момента инерции. В Приложении 3 приведено вычисление величины $I_{кр.эф}$ квазиклассическим методом де Кэна. В Приложении 4 даны формулы для вычисления ρ_{oi}, ρ_{oi} как функций числа частиц в модели осциллятора.

Третья глава посвящена электромагнитным переходам. В деформированных ядрах электромагнитные переходы разбиваются на 2 класса.

1. Переходы между состояниями с различной внутренней структурой. Сюда относятся одноквазичастичные и двухквазичастичные переходы, переходы между различными колебательными уровнями. В этих случаях при переходе изменяется внутренняя волновая функция в (1).

2. Коллективные переходы, при которых внутренняя волновая функция не изменяется. Сюда относятся переходы между состояниями внутри одной ротационной или вибрационной полосы.

Формулы, полученные Гором и Моттelsonом для переходов второго класса в сильнодеформированных ядрах, хорошо подтверждаются на опыте. Их использование позволяет извлечь из экспериментальных данных величину Q_0 и определить параметр квадрупольной деформации. Переходы первого класса связаны с переходом одной частицы. Для теоретической интерпретации этих переходов необходимо вычислить матричные элементы, зависящие от одночастичных волновых функций потенциала Нильссона или Саксона-Вудса. В работе [13] указано на сильное влияние эффекта парной корреляции на вероятность одночастичных переходов. Этому вопросу посвящен § 2. Учет парной корреляции приводит к перенормировке R_{12} вероятности перехода между состояниями 1 и 2, которая для электрических дипольных переходов будет уменьшена в $\sim A^{2/3}$ раз по сравнению с одночастичной. Поскольку положение уровней энергии и хим. потенциала, входящих в R_{12} , очень сильно зависит от используемого в расчетах потенциала, то R будет флуктуативной величиной. Для магнитных дипольных переходов $R_{маг} \approx 0,5$ и слабо влияет на вероятность этих переходов.

В виду того что R и сами матричные элементы для E1-переходов сильно зависят от схем уровней, то количественные расчеты $B(E1)$ на основе оболочечной модели с учетом взаимодействия не могут быть осуществлены в настоящее время с удовлетворительной точностью.

Параграф 3 посвящен исследованию правил Алаги и их модификации в случае заторможенных электромагнитных переходов, полученной в работах автора [14, 15, 16]. Отношению приведенных вероятностей $B(L, I_i n \rightarrow I_f n')$ переходов с заданным значением мультипольности L из состояния " n " с моментом I_i в состоянии вращательного семейства с внутренней волновой функцией " n' " и моментом I_f имеют вид

$$\frac{B(L, n I_i \rightarrow n' I_f)}{B(L, n I_i \rightarrow n' I_f')} = \frac{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_f K_f \rangle^2}{\langle I_f L K_i K_f - K_i | I_f' K_f \rangle^2} \quad (8)$$

и называются правилами Алаги. В одночастичных переходах, запрещенных по асимптотическим квантовым числам, отклонения от правил (8) довольно велики и достигают двух и даже трех порядков в случае дипольных электрических переходов с $\Delta K = \pm 1$, тогда как для переходов с $\Delta K = 0$ эти отклонения, как правило, незначительны (10 + 20%).

Естественно предположить, что нарушение простых правил (8) обусловлено взаимодействием вращения и внутреннего движения, т.е. действием кориолисовых сил. Так как в сильнодеформированных ядрах это взаимодействие мало, то оно несущественно изменит вероятность разрешенных переходов. Однако в случае запрещенных переходов действие этого эффекта может быть относительно большим и вызывать указанные выше отклонения.

Сначала на примере одночастичных E1-переходов качественно рассмотрены условия, при которых из-за кориолисова взаимодействия могут возникнуть значительные отклонения от правил Алаги [14]. Прежде всего для этого необходимо, чтобы основной переход был запрещен или замедлен в силу каких-либо условий.

Наиболее распространенные электрические дипольные переходы, запрещенные по асимптотическим квантовым числам, можно

разбить на группы по величине изменения квантовых чисел N , N_2 , Λ и Σ (где N - главное осцилляторное квантовое число, N_2 - осцилляторное квантовое число по оси Z , Λ и Σ - проекции орбитального момента и спина частицы на ось симметрии ядра).

Группа 1	$\Delta K = 0$	$\Delta N = \pm 1$	$\Delta N_2 = \pm 2$	$\Delta \Lambda = \pm 1$	$\Delta \Sigma = \pm 1$
Группа 2	$\Delta K = \pm 1$	$\Delta N = \pm 1$	$\Delta N_2 = \pm 2$	$\Delta \Lambda = \pm 1$	$\Delta \Sigma = 0$
Группа 3	$\Delta K = \pm 1$	$\Delta N = \pm 1$	$\Delta N_2 = \pm 1$	$\Delta \Lambda = 0$	$\Delta \Sigma = \pm 1$

Все эти переходы являются двукратно запрещенными. Показано, что примесные переходы 1-й группы запрещены двукратно, как и основные переходы. Таким образом, в этом случае вклад поправочных членов будет мал и отклонения от правил Алаги должны быть незначительны. Для переходов 2-й и 3-й групп среди примесных переходов всегда есть разрешенные по асимптотическим квантовым числам. Так как запрет на одну единицу по асимптотическому числу уменьшает матричный элемент приблизительно в $A^{1/3}$ раз, то отношение примесных матричных элементов к основному может достигать $A^{2/3}$ и компенсировать малость коэффициента разложения волновой функции, который имеет порядок $A^{-2/3}$. Поэтому если говорить об указанных выше переходах, то оказывается, что для переходов с $\Delta K = \pm 1$ отклонения от правил Алаги будут велики, тогда как для переходов с $\Delta K = 0$ они незначительны.

В работах [14, 15] получены формулы для отношений вероятностей дипольных электромагнитных переходов. Оказалось, что в случае $\Delta K = \pm 1$ новые правила зависят только от одного параметра ξ , а в случае $\Delta K = 0$ от двух. В случае переходов из состояния $K = 3/2$ в состояние $K' = 1/2$ или наоборот число параметров равно двум. Эти правила могут быть легко проверены на опыте.

Сравнение теории и эксперимента показывает, что наблюдаемые отношения интенсивностей переходов хорошо объясняются новыми правилами.

Были также вычислены отношения вероятностей переходов с учетом поправки второго порядка по корнгольсову взаимодействию

для E1- или M1-переходов с $\Delta K = K - K' = \pm 1$ и $K + K' \geq 3$, зависящие от трех констант [16]. Сравнение трех параметрических формул с тщательными экспериментальными данными для переходов в Hf^{177} показывает, что введение одной константы описывает отношение интенсивностей с точностью до 25%. Дальнейшее уточнение теории ликвидирует оставшиеся расхождения (сводя их до 5%) и показывает, что теория возмущений по взаимодействию вращения и внутреннего движения выполняется, так как изменение коэффициента Z от введения следующих поправок мало и константы B и C имеют величину $\sim 10^{-3}$.

Теория вращательных спектров и моментов инерции, обсуждаемая в I-3 главах, имела место для основных или близких к основным состояниям. В этом случае ядро представляет собой ферми-систему при температуре $T=0$. С ростом энергии число возбужденных уровней резко возрастает и уже нельзя считать, что выполнено условие адиабатичности вращения по отношению к одночастичному движению. Поэтому нельзя говорить о каких-либо ротационных спектрах, построенных на одночастичных состояниях. Однако в ряде случаев возникает необходимость расчета средних величин проекций момента $\langle M_x \rangle$. От них зависят такие физические свойства, как, например, плотность уровней ядра и угловая анизотропия осколков деления. Этим вопросам посвящена 4 глава диссертации. Сравнение теоретических и экспериментальных плотностей уровней служит дополнительной проверкой развиваемых в настоящее время моделей ядра и позволяет связать поведение ядра вблизи основного состояния с его поведением в области больших возбуждений.

Интересно исследовать влияние эффектов парной корреляции при больших энергиях. Если скоро величина Δ отлична от нуля в основном состоянии, то с физической точки зрения учет парной корреляции необходим и в возбужденных состояниях. Однако с ростом температуры из-за появления тепловых возбуждений величина Δ уменьшается и обращается в нуль при энергии $E_c = 3 \frac{1}{4} \frac{\rho_{04} \Delta_{04} + \rho_{02} \Delta_{02}}{4}$, равной в средних и тяжелых ядрах 8-10 Мэв. В § 4 приведены формулы для энергии возбуждения, энтропии

и $\frac{\Delta}{\Delta_0}$ как функции температуры. В § 2 вычислены моменты инерции, когда $T \neq 0$ [17]. Для этого используются термодинамически усредненные функции Грина. С их помощью из общего соотношения $J_i = \frac{\langle M_i \rangle}{\Omega_i}$ получены выражения для моментов инерции вдоль и перпендикулярно оси симметрии ядра, которые при $T \rightarrow T_c$ переходят в J_T , а при $T \rightarrow 0$ $J_{||} \rightarrow 0$, $J_{\perp} \rightarrow J_{\text{свн. сост.}}$.

Поскольку значения величины Δ_{0i} и ρ_{0i} определены с точностью не более 20%, то исследовалась возможность согласования экспериментальной плотности уровней при энергии связи нейтрона с известными значениями Δ_{0i} [18]. Этому вопросу посвящен § 3. В среднем вычисленные Δ_0 отклоняются от экспериментальных значений менее чем на 10%. Так как сами Δ_{0N} и Δ_{0Z} определены с точностью 20%, то можно считать, что предложенная модель объясняет наблюдаемую плотность уровней при энергии связи нейтронов E_N^* по известным значениям ρ_0 и Δ_0 . Приведены также значения $\Delta_N, \Delta_Z, T, J_0$ при E_N^* . Для протонов критерий исчезновения корреляции из-за конечности ядра наступает при $\frac{\Delta_Z}{\Delta_{0Z}} = 0,36-0,44$ для редких земель и $\frac{\Delta_Z}{\Delta_{0Z}} = 0,3$ для U и Pu . Поэтому при энергии связи нейтрона из-за конечности системы Δ_Z в области тяжелых элементов обращается в 0, а в области редких земель эти величины находятся на грани исчезновения. Величина Δ_N обращается в нуль при энергии связи нейтрона для всех ядер. Это обстоятельство объясняет, почему расчеты плотности уровней на основе формул ферми-газа с учетом только энергии конденсации пар хорошо описывают экспериментальные данные по плотности уровней при энергии связи нейтрона.

Другой возможностью применения моментов инерции в возбужденных состояниях является теория угловой анизотропии осколков деления. Этому вопросу посвящен § 4.

Если предположить, что ориентация деформированного ядра, проходящего через барьер деления, описывается волновой функцией D_{MK}^I (которая входит и в (1)) и деление происходит достаточно быстро, так что осколки разлетаются вдоль направления оси деформации ядра, то наблюдающуюся анизотропию можно объяснить распределением состояний ядра по K . Обработав эксперимен-

тальные данные по угловому распределению осколков деления, можно извлечь величину $\hbar K_0 = \sqrt{J_{\text{эф. T}}}$, где $J_{\text{эф. T}}^{-1} = J_{||}^{-1} - J_{\perp}^{-1}$. Теоретический расчет с учетом эффектов парной корреляции дает линейную зависимость $(J_{\text{эф. T}}/J_{\text{эф. T}})_c$ от энергии возбуждения ядра, впервые полученную в работе автора [17], тогда как обычная теория ферми-газа дает зависимость $K_0^2 \sim \sqrt{E_{\text{сн.}} - E_S}$ ($E_{\text{сн.}}$ - полная энергия, вносимая в делящееся ядро, E_S - энергия барьера).

Этот результат согласуется с экспериментальным поведением величины K_0^2 при энергиях возбуждения 3-8 Мэв и указывает на необходимость учета эффектов парной корреляции в возбужденных состояниях ядра.

Таким образом, результаты диссертации подтверждают большое принципиальное значение парной корреляции нуклонов для понимания свойств вращательных спектров и электромагнитных переходов и объясняют целый ряд практически важных эффектов, связанных с ротационным движением ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертация посвящена изучению теории вращательного движения в атомных ядрах.

Основные результаты диссертации следующие:

1. Предложен удобный метод рассмотрения теории возмущений в уравнениях сверхпроводимости, позволяющий очень компактно проводить сложные расчеты ротационных спектров и моментов инерции J .

2. Указано на принципиальное значение для теории ротационных спектров эффекта уменьшения величины парной корреляции под влиянием вращения. Предложен метод расчета и проделано вычисление этого эффекта по теории возмущений (энергия вращения \ll энергии парной корреляции), когда момент ядра $I \ll \frac{J}{2}$ (ℓ_0 - момент количества движения нуклона на поверхности ферми).

3. Вычислен коэффициент B в разложении энергии вращающегося ядра $E_0 = AI(I+1) - BI^2(I+1)^2$. Показано, что его происхождение связано с взаимодействием основного состояния с одночастичным спектром и изменением Δ и вклад в коэффициент B от взаимодействия с колебаниями в области ядер со стабильной деформацией мал.

4. Рассчитан эффект изменения квадрупольного момента ядра под влиянием вращения. Показано, что относительное изменение деформации на порядок меньше относительного изменения парной корреляции для ядер $152 \leq A \leq 186$, $A > 226$.

5. Дана теория ротационных спектров для больших моментов вращения $I \gg \frac{A^{3/2}}{2}$. Найдена точка исчезновения Δ . Рассчитано поведение парной корреляции, момента инерции и энергии как функции от момента I .

6. Рассмотрено влияние конечности ядра на обращение Δ в нуль и вычислены эффективные критические моменты для такого перехода.

7. Указано на влияние парной корреляции на электромагнитные переходы, приводящей к 10-30-кратному подавлению Е1-переходов в деформированных ядрах.

8. Дана феноменологическая теория для отношений интенсивностей электромагнитных переходов в деформированных ядрах. Объяснена причина различного поведения электрических дипольных переходов с $\Delta K = 0$ и $\Delta K = \pm 1$. Даны новые правила для интенсивностей переходов, которые в случае с $\Delta K = \pm 1$ объясняют сильные ($\sim 10-10^3$ раз) отклонения от правил Лаги.

9. Проведены расчеты плотности уровней деформированных ядер с учетом парной корреляции. Оказалось, что при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона, Δ_N обращается в нуль, а Δ_{π} исчезает или находится на пороге исчезновения из-за конечности ядра. Это объясняет успех простого ферми-газового описания плотности уровней.

10. Вычислена зависимость моментов инерции от температуры и энергии возбуждения ядра с учетом парной корреляции. Показано, что величина произведения эффективного момента инерции на температуру ($I_{\text{eff}} T$), входящая в теорию угловой анизотропии осколков деления, линейно зависит от энергии возбуждения,

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Bohr A. Kong. Mat.-Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 26, № 14 (1952).
2. Bohr A., Mottelson.Mat.-Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 27 №16 (1953).
3. Bardeen J., Cooper L., Schrieffer J.Phys.Rev., 108, 1175 (1957).
4. Н.Н.Воголобов. ЭЭФ, 34, 58, 73 (1958).
5. Л.Н.Горьков. ЭЭФ, 34, 735 (1958).
6. С.Т.Веляев. Mat.-Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 31 № 11 (1959).
7. А.Б.Игдал. Nucl.Phys., 13, 655 (1959).
8. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Изд. "Наука", 1971.
9. Ю.Т.Гринь. ЭЭФ, 41, 455 (1961).
10. Ю.Т.Гринь, И.М.Павличенко. ЭЭФ, 43, 465 (1962).
11. Ю.Т.Гринь, И.М.Павличенко. ЯФ, 8, 477 (1968).
12. Ю.Т.Гринь, А.И.Ларкин. ЯФ, 2, 40 (1965).
13. Ю.Т.Гринь, А.И.Ларкин. Phys.Lett., 17, 315 (1965).
14. Ю.Т.Гринь. ЭЭФ, 39, 136 (1960).
15. Ю.Т.Гринь, И.М.Павличенко. Phys.Lett., 9, 249 (1964).
16. Ю.Т.Гринь, И.П.Павличенко. ЭЭФ, 47, 1847 (1964).
17. Ю.Т.Гринь, ЯФ, 5, 1181 (1967).
18. Ю.Т.Гринь. ЭЭФ, 43, 1880 (1962).
19. Ю.Т.Гринь, В.М.Струтинский. ЯФ, 1, 420 (1965).
20. Inglis D., Phys.Rev., 96, 1059 (1954).

Техн. редактор Е.Д.Маркова

Корректор В.П.Горачева

Т-III39.13.07.72г.Формат 60x84 I/16.

Уч.-изд.л. I, 00.Тир. 175 экз. Зак. 10325.

ОИЯИ, ИАЭ.