

К-21

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 8342

Дечко КАРАДЖОВ

ЭНЕРГИЯ
РОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМНЫХ ЯДЕР
И ВЛИЯНИЕ СПИНА НА НЕСПАРЕННЫЕ НУКЛОНЫ

Специальность 01-055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук

И.Н. Михайлов.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
кандидат физико-математических наук

В.В. Ванагас,
Н.И. Пятов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт ядерной физики СО АН СССР, г. Новосибирск.

Автореферат разослан " " _____ 1974 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1974 г. на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Секретарь Ученого совета ЛТФ

Р. АСАНОВ

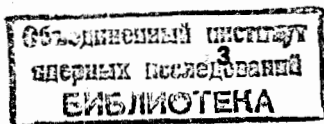
В в е д е н и е

В диссертации рассмотрены некоторые аспекты неадиабатичности вращательного движения в деформированных ядрах.

Интенсивное накопление эмпирического материала по ротационным возбуждениям ядер (см., например,^{1/}) указывает на сильное искажение вращения связью с внутренним движением. Область адиабатически медленного вращения в лучшем случае ограничена всего несколькими нижайшими уровнями ротационной полосы. Отсюда проистекает основная трудность при формулировке задачи об описании ядерной ротации в рамках теории многих тел. Она состоит в неопределенности теоретического выделения вращения среди остальных мод в реальных условиях, когда неадиабатические эффекты не пренебрежимо малы.

Существует немалое число приближенных методов^{2/}, осуществляющих более или менее произвольно выделение той части ядерного гамильтониана H , которая является "ответственной" за ротационные возбуждения ядра. Мы коротко перечисляем наиболее известные из них во введении к диссертации.

В настоящей работе исследуется вариант микроскопической теории коллективного движения, применимой и для описания ротации, предложенный в^{3,4/}. Неопределенность в выделении какого-либо движения используется в данном подходе на начальном этапе построения теории с тем, чтобы получить описание заданной совокупности стационарных состояний (ротационных полос, вибрационных мультиплетов) во всей их сложности. Для этой цели вводится т.н. модельный гамильтониан h , зависящий от некоторого числа свободных параметров ρ_k ; h определен так, чтобы его действие на состояния рассматриваемой совокупности было одинаковым с действием ядерного гамильтониана H . Как показано в^{13/}, уравнения теории можно сформулиро-



вать непосредственно для определения параметров ρ_k . Т.о., в данном формализме не приходится пренебрегать членами в многочастичном гамильтониане системы N , чтобы получить модельный гамильтониан h . Вместо этого с самого начала фиксируется функциональный вид h , а вместе с тем и эффекты, которые хотим изучать на основании данных о гамильтониане системы многих тел. Микроскопические уравнения, из которых определяются параметры ρ_k , могут, хотя бы в принципе, учитывать все сложности N .

Реализация этой схемы в случае описания основной полосы четно-четных ядер или нескольких связанных полос дана в обзоре^{/4/}. Одной из проблем при построении такой теории является оптимальный выбор модельного гамильтониана h . При описании ротации (в случае основной полосы) можно пользоваться разложением $h(\vec{I}^2) = \frac{1}{2I} \vec{I}^2 + B(\vec{I}^2)^2 + \dots$, которое, однако, сходится очень медленно при высоких значениях спина. Вопросу о более совершенном выборе параметризации ротационных энергий (на основе которой строится модельный гамильтониан) мы уделяем основное внимание в гл. I диссертации.

Построение микроскопической теории вращения в четно-четных ядрах с использованием h продемонстрировано, например, в работе^{/5/}, которая в диссертацию не входит. В настоящей работе (Приложение I) мы даем пример микроскопического определения коэффициентов h на основе теории коллективной переменной^{/6/}. Одновременно с этим там же исследуется и вопрос о физическом смысле предложенной нами в гл. I параметризации ротационных энергий.

Есть случаи, когда содержащаяся в модельном гамильтониане информация о вращении четных ядер может быть использована непосредственно и независимо от того, как (микроскопически или феноменологически) определены параметры модельного гамильтониана. Это случаи,

когда во вращающемся ядре имеется слабо связанные нуклоны, как, например, в A -нечетных ядрах.

Однако механическое перенесение данной теории на описание нечетных ядер ведет к тому, что модельный гамильтониан должен быть наделен странными свойствами: коэффициенты, имеющие смысл момента инерции четного остова, но стоящие перед членами с разной операторной структурой в h , должны иметь разные значения для корректного количественного описания экспериментальной картины. Это хорошо известный из феноменологических моделей эффект "уменьшения" кориолисова взаимодействия. Поэтому в гл. II мы исследуем правомерность приближений, обычно используемых в классической модели Кермана^{/7/}, и предлагаем новый вариант теории, в котором можно избежать неопределенности в ренормализации гамильтониана нечетного ядра.

Глава I. Феноменологическое описание энергий основных ротационных полос четно-четных ядер

Среди возможных феноменологических параметризаций ротационных энергий можно выделить два основных типа:

а) параметризации, в которых все неадиабатические эффекты входят вместе в формулу для энергии. К этим подходам относится разложение Бора-Моттельсона^{/8/}

$$E_I = \sum_{k=1}^{\infty} a_k [I(I+1)]^k \quad (1)$$

и разложение Харриса^{/9/}

$$E_I = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k (\omega^2)^k \quad (2)$$

К последней формуле добавляется и условие согласования значений энергии и спина, определяющее величину угловой частоты вращения

ω :

$$\frac{dE_I}{d\omega} = \omega \frac{d\sqrt{I(I+1)}}{d\omega} \quad (3)$$

б) модели (т.н. модели с переменным моментом инерции)/10/, в которых ротационная энергия параметризуется при помощи определенных гипотез насчет механизма влияния вращения на потенциальную энергию ядра.

Построение модельного гамильтониана в микроскопической теории на основе определенной параметризации E_I осуществляется проще всего при использовании таких параметризаций, которые выражены на языке динамических переменных, имеющих хорошо определенный операторный образ в базе собственных состояний.

С другой стороны, сама задача об определении коэффициентов феноменологических формул для энергии является переопределенной задачей со статистическим характером. При ее решении необходимо: а) исследование обусловленности задачи и сходимости применяемого для ее решения итерационного процесса; б) установление зависимости между максимально возможным числом коэффициентов, входящих в параметризацию, и числом реперных точек, по которым они определяются; в) определение статистических ошибок вычисляемых параметров.

В § I.1 мы предлагаем новую формулировку задачи о феноменологическом описании энергий основных полос четно-четных ядер. Исходным пунктом при этом является т.н. формула Сафарова, полученная в работе/11/:

$$E_I = \mathcal{Q}_0 (\sqrt{1 + \sigma I(I+1)} - 1) \quad (4)$$

формулу (4) можно получить/12/, предположив, что момент

инерции в основной полосе является линейной функцией от энергии состояний полосы, т.е.

$$\mathcal{J}_I(E_I) = c_1 + c_2 E_I, \quad (5)$$

а сами ротационные энергии вычисляются по формуле

$$E_I = I(I+1)/2 \mathcal{J}_I \quad (6)$$

В общем случае "момент инерции" реального ротатора, понимаемый как параметр в формуле (6), является функцией состояния вращающейся системы. Мы допускаем, что \mathcal{J}_I может быть представлен любой гладкой однозначной функцией от энергии: $\mathcal{J}_I = \mathcal{J}_I(E_I; \{b_i\})$. В диссертации рассматривается представление функции $\mathcal{J}_I(E_I)$ в виде бесконечного степенного ряда (в общем случае) или полинома от E_I (в практических случаях). Т.е. предполагаем

$$\mathcal{J}_I(E_I; \{b_i\}) = \sum_{k=0}^N \bar{b}_k (E_I)^k, \quad N = 0, 1, 2, \dots \text{ или } \infty \quad (7)$$

Подстановка функции (7) в формулу (6) дает т.н. "обратное разложение" собственных значений спина по степеням ротационной энергии

$$\frac{1}{2} I(I+1) = \sum_{k=1}^N b_k (E_I)^k; \quad b_k = \bar{b}_{k-1}, \quad N = 0, 1, 2, \dots \text{ или } \infty \quad (8)$$

В предполагаемом подходе момент инерции является однозначной функцией от хорошо известной динамической переменной E_I , операторным образом которой в пространстве вращательных состояний ядра является модельный гамильтониан h .

В диссертации установлены соотношения между коэффициентами трех основных рядов: (1), (2,3) и (8). Сравнение сходимости этих рядов невозможно, так как общих формул для вычисления их коэффициентов не существует. Тем не менее, если ряды сходятся в принципе, можно показать, что члены "обратного разложения" и ряда Харриса остаются близкими по значению и растут медленнее с возраста-

нием энергии (спина), чем соответствующие члены ряда Бора-Моттельсона.

При описании вращательных энергий основных полос ядер области $128 \leq A \leq 194$ ($58 \leq Z \leq 78$) мы аппроксимировали момент инерции полиномами от энергии ^{/13/}. Получающаяся при этом переопределенная система уравнений (включающая связи (8) при $E_I = E_I^{\text{эксп.}}$) была решена в смысле наименьших квадратов. Мы установили следующие особенности рассматриваемой задачи: а) матрица перед неизвестными (θ_k), состоящая из степеней $E_I^{\text{эксп.}}$, является сходной с матрицами Гильберта и обладает плохой обусловленностью ^{/14/}, ухудшающейся с ростом максимальной степени аппроксимирующего полинома; б) задачи такого типа относятся к т.н. "некорректно поставленным задачам", решать их в общем случае возможно только на основе регуляризованных итерационных процессов типа Гаусса-Ньютона ^{/15/}; в) плохая обусловленность задачи приводит к заключению, что при существующих ошибках в $E_I^{\text{эксп.}}$ можно определять не более чем 3 коэффициента полиномиальной аппроксимации; г) в большинстве случаев число экспериментальных данных недостаточно для хорошей оценки статистических ошибок неизвестных. Исходя из неопределенности распределения ошибок входных данных ($E_I^{\text{эксп.}}$), мы предлагаем более корректную оценку для коридора статистических ошибок параметров, вычисленных по методу Стьюдента-Фишера ^{/16/}.

Численное исследование поставленной задачи (в случае полинома 3-ей степени) показало, что (см. рис. 1 и 2):

а) Первый из определяемых параметров $\theta_1^{(3)}$ обладает поведением, сходным с поведением обычного момента инерции $\mathcal{J}_0 = 3/E_{I=2^+}^{\text{эксп.}}$. Значения $\theta_1^{(3)}$ от изотопа к изотопу следуют ходу значений параметра равновесной квадрупольной деформации среднего поля ядра.

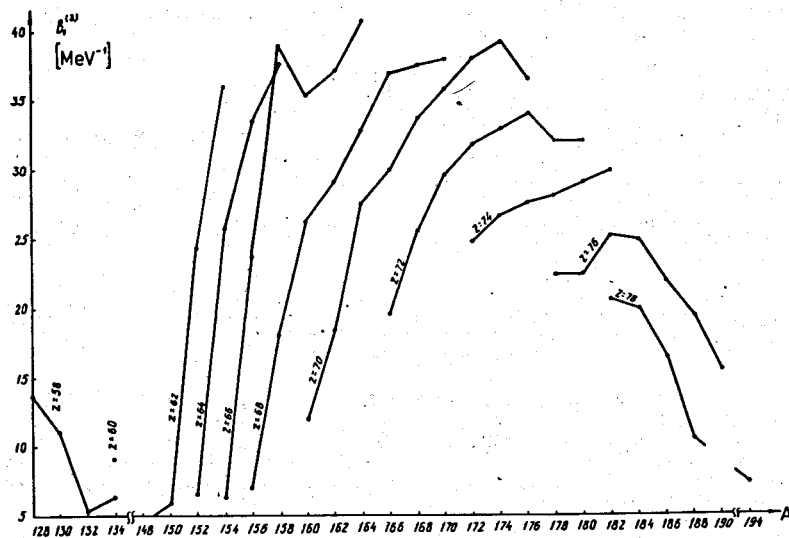


Рис. 1

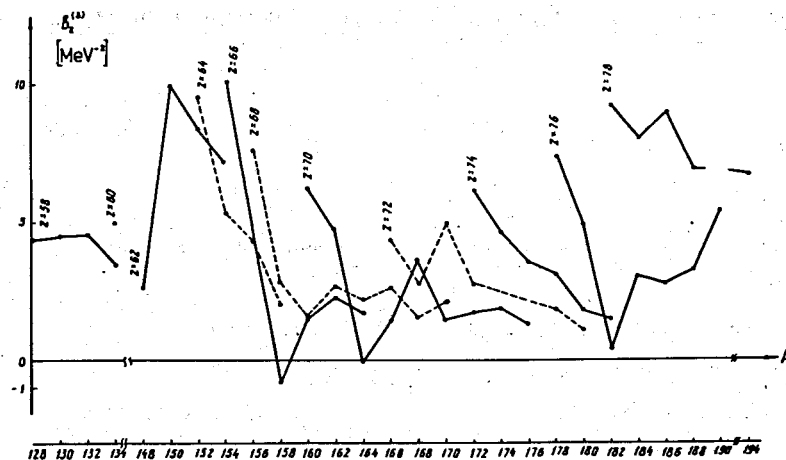


Рис. 2

б) В ходе параметров $\beta_2^{(3)}$ и $\beta_3^{(3)}$ имеется ряд особенностей. Для хороших ротаторов значения $\beta_2^{(3)}$ приблизительно постоянны, а значения $\beta_3^{(3)}$ — очень близки к нулю. У изотопов, в которых кривая $\mathcal{F}(\omega^2)$ имеет S-образную форму, наблюдаются хорошо выраженные минимумы (максимумы) в значениях $\beta_2^{(3)}$ ($\beta_3^{(3)}$). Малое значение $\beta_2^{(3)}$ в этих случаях можно понимать как благоприятное условие для быстрого роста энергии в основной полосе, способствующее пересечению этой полосы и какой-либо другой полосы в области S-образного поведения момента инерции.

Приложение I: Теория коллективной переменной на основе модели двумерного мягкого ротатора

Здесь мы применяем теорию коллективной переменной^{/6/} (ТКП) к описанию вращения реальных ядер. Одночастичный базис ядра в этом случае аппроксимирован собственными функциями гамильтониана, центральная часть которого имеет вид^{/17/}

$$H_{\text{DMR}} = -\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + 4B^2 r^2 + \frac{C}{r^2}. \quad (10)$$

Модель, основанная на гамильтониане (10), — это модель двумерного мягкого ротатора (МДМР). Энергии такой системы передаются формулой

$$E_{n,m} = 4B \left(2n + C \sqrt{1 + \frac{m^2}{C^2}} + 1 \right), \quad n=0, 1, 2, 3, \dots, (11)$$

где $m=0, 1, 2, \dots$ — квантовое число углового момента в двумерном случае. Из (11) можно выделить в явном виде энергию ротационного движения — $E_m = E_{n,m} - E_{n,0} = 4BC \left(\sqrt{1 + \frac{m^2}{C^2}} - 1 \right)$. Она совпадает по форме с формулой для ротационной энергии в модели Сафарова (или в двухпараметрическом "обратном разложении").

В базисе ДМР построен в явном виде оператор коллективной

переменной. Проведено сравнение результатов, получаемых на основе ТКП в базисе состояний ДМР, с результатами точного решения модели. Показано, что матричные элементы оператора коллективной переменной и значения первых нескольких коэффициентов в разложении ротационной энергии по степеням спина, вычисленные на основе уравнений ТКП и точного решения МДМР, совпадают.

Дальше, в рамках ТКП, примененной к описанию реального ядра, получены и решены в простейших случаях уравнения, определяющие микроскопически коэффициенты модельного гамильтониана $h = \sum_{\kappa} a_{\kappa} (r^2)^{\kappa} / 18!$. Результаты расчетов для модельного ядра с $A=168$ (с учетом спаривательного взаимодействия между нуклонами)

$$\frac{1}{2a_1} = 34,6 \text{ МэВ}^{-1}, \quad \frac{a_2}{a_3} = 6,18 \text{ МэВ}^{-2},$$

с хорошей точностью совпадают со значениями этих параметров, полученными из феноменологического анализа (для ядра $A=168$, $Z=70$):

$$\frac{1}{2a_1} = 33,8 \text{ МэВ}^{-1}, \quad \frac{a_2}{a_3} = 6,76 \text{ МэВ}^{-2}.$$

В пренебрежении спаривательным взаимодействием определить коэффициент a_2 невозможно, а для $\frac{1}{2a_1}$ получаем значение 136 МэВ⁻¹.

Глава II. Влияние спина ядерного состояния на движение отдельных нуклонов

В гл. II проведен анализ вращения A-нечетных ядер. Мы обращаем внимание на серьезные неточности при формулировке классической "ротаторной" модели нечетного ядра (модели Кермана^{/7/}), которые могут иметь место из-за слишком упрощенных предположений о внутренней части волновой функции. Отмечаются также возможные неоднозначности при попытке описать согласованно много сильно взаимодействующих полос в рамках этой модели.

Мы начинаем (§ 2.1) с формулировки модели, описывающей связь внутренних возбуждений с ротацией (МВВСП)/19/. Уравнения модели выведены из многочастичного уравнения Шредингера для рассматриваемого нечетного ядра

$$H \Psi_{\nu I M} = E_{\nu I} \Psi_{\nu I M}. \quad (I2)$$

Волновая функция $\Psi_{\nu I M}$ взята в виде

$$\Psi_{\nu I M} = \sum_P C_P(\nu I) P_{MKP}^I \Omega_P |0\rangle. \quad (I3)$$

В (I3) предполагаются известными: а) состояние $|0\rangle$, описывающее суперпозицию из состояний основной ротационной полосы в четно-четных соседних ядрах; б) операторы Ω_P , представляющие собой операторы рождения (поглощения) квазичастицы или комбинации из квазичастиц (возможно, включающие фононы коллективных неротационных состояний)*); в) проекционный оператор P_{MKP}^I , выбирающий из совокупности состояний с определенным значением K_P такие, у которых квантовые числа полного спина и его проекции на оси Oz равны I, M . Неизвестные амплитуды $C_P(\nu I)$, с которыми волновые функции с определенным значением K_P входят в волновую функцию ядра, находим минимизацией среднего значения энергии в данном состоянии (I3).

При построении уравнений модели мы последовательно коммутируем многочастичный гамильтониан H со всеми элементами волновой функции (I3) с тем, чтобы он действовал непосредственно на состояние $|0\rangle$. При этом учитываем факт, что его действие на $|0\rangle$ эквивалентно действию модельного гамильтониана четного ядра $h(\vec{I}^2)$.

* Состояния $\Omega_P |0\rangle$ считаем собственными для оператора I_z (в лабораторной системе координат) и обозначаем K_P соответствующее собственное значение.

Последний является оператором значительно более простым, чем сам H ; как операторный образ ротационной энергии, h подчиняется уравнениям (8).

В данной схеме описание энергии нечетного ядра достигается без введения свободных параметров.

Уравнения МВВСП могут быть записаны в матричной форме так:

$$\begin{cases} \rho^{(x)} (\mathcal{H}^{(x)} - E_{\nu I}) c(\nu I) = 0 \\ (\mathcal{H}^{(x)} - E_{\nu I}) \rho^{(x)} c(\nu I) = 0 \end{cases}; \quad c(\nu I) = \begin{pmatrix} \vdots \\ C_P(\nu I) \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (I4)$$

где $\rho_{P_1 P_2}^{(x)} \equiv \langle 0 | \Omega_{P_2}^+ P_{K_{P_2} K_{P_1}}^I \Omega_{P_1} | 0 \rangle$ - матрица интегралов перекрытия проектированных состояний; $\mathcal{H}^{(x)}$ - матрица, содержащая коммутатор $[H, \Omega_P]$ и член $\Omega_P h(\vec{I}^2)$.

Два уравнения (I4) имеют общее решение для $c(\nu I)$ вследствие ротационной инвариантности гамильтониана H : если на число состояний, выступающих как промежуточные состояния в коммутаторе $[\mathcal{H}^{(x)}, \rho^{(x)}]$, не наложено никаких ограничений, то коммутативность P_{MK}^I и H ведет к условию $[\mathcal{H}^{(x)}, \rho^{(x)}] = 0$. Тогда роль матрицы $\rho^{(x)}$ в уравнениях (I4) сводится в основном к учету возможной линейной зависимости между состояниями $P_{MKP}^I \Omega_P |0\rangle$.

Когда число базисных состояний в (I3) или учитываемых матричных элементов $\rho^{(x)}$ ограничено (скажем, равно M), то $\sum_{i=1}^M (\rho_{P_1 i}^{(x)} \mathcal{H}_{i P_2}^{(x)} - \mathcal{H}_{P_1 i}^{(x)} \rho_{i P_2}^{(x)}) \neq 0$ и два первых члена в уравнениях (I4) различаются. Лучшее приближение к решению в таком случае получим, воспользовавшись вариационным принципом. Для этого среднее от гамильтониана запишем в виде, оставимся эрмитовым при любых ограничениях, накладываемых на базисные функции и матричные элементы матрицы $\rho^{(x)}$:

$$\bar{H}^{\nu I} = \frac{c^+(\nu I) \{ \mathcal{H}^{(x)} \rho^{(x)} + \rho^{(x)} \mathcal{H}^{(x)} \} c(\nu I)}{2 c^+(\nu I) \rho^{(x)} c(\nu I)}. \quad (I5)$$

Условие стационарности этого функционала приводит к уравнению

$$(\tilde{\mathcal{H}}^{(1)} - E_{\nu\Gamma}) C(\nu\Gamma) = 0; \quad E_{\nu\Gamma} = \bar{H}^{\nu\Gamma}, \quad (16)$$

где

$$\tilde{\mathcal{H}}^{(1)} = \frac{1}{2} (\mathcal{P}^{(1)} \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}^{(1)} \mathcal{P}^{(1)}) - (\mathcal{P}^{(1)} - 1) E_{\nu\Gamma}. \quad (17)$$

Настоящий вывод уравнений для А-нечетного ядра показывает, что все эффекты, связанные с вращением остова, происходят за счет членов гамильтониана $h(\vec{I}^2)$. В случае, когда $h = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$, в матрице $\mathcal{H}^{(1)}$ можно выделить точно члены, соответствующие членам обычной модели "ротатор + частица", в том числе член кориолисова взаимодействия. Наш вывод уравнений приводит к важному заключению о том, что вне зависимости от структуры $h(\vec{I}^2)$ -и Ω_P -операторов, члены, соответствующие увеличению числа квазичастиц в состоянии $\Omega_P |0\rangle$, могут возникать только за счет остаточного взаимодействия в многочастичном гамильтониане H , который участвует в уравнениях (14) в виде коммутатора $[H, \Omega_P]$.

Классическая модель Кермана является как частным случаем настоящей формулировки задачи. Уравнения модели Кермана можно получить из уравнений МВВСП при следующих упрощающих предположениях: а) учитывать только часть H , соответствующую движению свободных квазичастиц $H_0 = \sum_i \varepsilon_i \alpha_i^+ \alpha_i^-$; б) аппроксимировать состояние $|0\rangle$ состоянием $|1\rangle$, являющимся решением задачи Хартри-Фока-Боголюбова, в котором среднее от H обращается в минимум; в) взять операторы Ω_P в виде операторов боголюбовских квазичастиц /20/ $\Omega_P = \alpha_P^+$, таких, что $\alpha_P |1\rangle = 0$, $\{\alpha_P, \alpha_{P'}^+\}_+ = \delta_{PP'}$; г) использовать модельный гамильтониан $h = \vec{I}^2/2\mathcal{I}$ и д) считать, что $\mathcal{P}_{PP'}^{(1)} = \delta_{PP'}$.

В § 2.2 мы анализируем согласованность и однозначность уравнения модели Кермана при одновременном описании нескольких сильно-взаимодействующих полос в ядре ^{169}Yb . В связи с этим нами была решена обратная задача восстановления элементов роторного гамильтониана по экспериментальным данным об энергиях этих полос /21/. Основные заключения этого исследования таковы:

а) Значение параметра цели, найденное из обратной задачи, превышает на 40% величину этого параметра, оцененную по энергиям спаривания /20/. Согласия между обоими значениями можно достичь, если отказаться от одновременного описания всех связанных полос или путем сильного уменьшения матричных элементов кориолисова взаимодействия. При нормальной величине кориолисова взаимодействия параметр цели возрастает со спином в основной полосе и уменьшается в полосе, построенной на возбужденном состоянии. Ренормализация матричных элементов силы Кориолиса приводит к значительному изменению хода цели со спином. В частности, параметр цели становится почти постоянным в основной полосе, если взаимодействие Кориолиса уменьшить наполовину.

б) Поставленная задача имеет точное решение при различных (имитированных искусственно) эффектах перенормировки силы Кориолиса и ротационных параметров четного остова. Для однозначного выбора какого-нибудь из вариантов нужно либо привлечение информации о структуре волновых функций (т.е. о переходах между ротационными состояниями нечетного ядра), либо использование теоретически обоснованных расчетов о возможных перенормировках матричных элементов гамильтониана.

В рамках МВВСП такие перенормировки получаются как следствие учета интегралов перекрытия, когда число базисных состояний, вхо-

данных в функцию нечетного ядра (13), ограничено. Гамильтониан рассматриваемой задачи $\tilde{H}^{(x)}$ (17) в приближении, соответствующем модели Кермана, но учитывающий различия матрицы $\rho^{(x)}$ от единичной в нижайшем приближении, отличается от гамильтониана, используемого в обычной модели Кермана, тем, что:

1) Параметр момента инерции, входящий в диагональную по К часть роторного гамильтониана $\tilde{H}^{(x)}$, увеличивается по сравнению со значением этого параметра в четно-четных соседних ядрах.

2) Матричные элементы взаимодействия Кориолиса также изменяются. При этом фактор изменения зависит от энергий, связываемых кориолисовой силой состояний. Этот фактор меньше единицы для нижнего из двух взаимодействующих уровней и больше единицы - для верхнего; в частности, состояния с одинаковой энергией (например, $K = \frac{1}{2}$ -состояния) не претерпевают изменения.

3) учет интегралов перекрытия приводит также к прямому смешиванию состояний с $\Delta K = 2$.

Все перечисленные эффекты хорошо известны из полуфеноменологических моделей вращательных энергий нечетных ядер^{/22/}. Приведенные нами иллюстративные примеры (см. таблицу I) показывают, что предсказания теории находятся в хорошем количественном согласии с экспериментальными данными (по крайней мере в тех границах, в которых правомерно использование полученных нами приближенных выражений для интегралов перекрытия).

В заключительном параграфе (§ 2.4) второй главы получен общий вид приведенного матричного элемента для мультипольного оператора электрического типа в схеме МВВСР^{/23/}. Показано, что учет матрицы перекрытия приводит и здесь к эффектам перенормировки. Роль этих перенормировок матричных элементов (электрического квадрупольного оператора) исследована на примере E2-перехода между основной

Таблица. Факторы ослабления кориолисова взаимодействия ($\bar{\eta}_{PP'}^{(\tau)}$) и энергии первых состояний в основной ($K = 9/2$) полосе ^{177}Lu .

K_P	$K_{P'}$	(τ)	$\bar{\eta}_{PP'}^{(\tau)}$	$E_{\tau}^{\text{ТЕОР}} / \text{кэВ}$	$E_{\tau}^{\text{ЭКСП}} / \text{кэВ}$	I
3/2	1/2	(9/2)	0.920	321.36	321.30	9/2
5/2	3/2	(9/2)	0.854	426.46	426.60	11/2
7/2	5/2	(9/2)	0.710	555.11	555.00	13/2
9/2	7/2	(9/2)	0.817	708.17	708.20	15/2

и одной из возбужденных полос ядра ^{235}U . Видно, что если перенормировку отнести за счет матричного элемента кориолисова взаимодействия между состояниями полос, предсказания теории дают хорошее количественное согласие с получаемым феноменологически значением этого матричного элемента, требуемого для объяснения экспериментальной картины^{/24/}.

Дальнейшее развитие предложенной модели (МВВСР) следует продолжать в соответствии с общей формулировкой задачи, данной в диссертации как в отношении более точного вычисления интегралов перекрытия, так и в отношении выяснения роли остаточного взаимодействия между нуклонами, которым пока мы пренебрегали.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /4,13,17,18,19,21,23/. Они также докладывались на семинарах ЛТФ, на XXII и XXIII Ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на симпозиуме "Состояния с высокими спинами и связанные с ними явления", Стокгольм, Швеция, 1972 г., и на П-ой Национальной конференции молодых физиков, София, НРБ, 1974 г.

Л и т е р а т у р а

- I. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics München, August 27 - Sept.1, 1973, vol. 1.
2. D.R. Inglis. Phys.Rev., 96 (1954), 1059; D.J.Thouless, J.G.Valatin Nucl.Phys. 31 (1962), 211; D.L.Hill, J.A.Wheeler. Phys.Rev. 89 (1953), 1006; В.М.Михайлов. Изв. АН СССР, сер. физ., 28 (1964), 308; С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, II (1970), 741.
3. E.Nadjakov, I.N.Mikhailov. Preprint ICTP Trieste, IC/71/111, 1971.
4. И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Д.Караджов. ЭЧАЯ, т.4, вып. 4 (1973), 311.
5. D.Karadjov, I.N.Mikhailov, J.Piperova. Phys.Lett., 46B (1973), 163.
6. E.Nadjakov, I.N.Mikhailov. Nucl.Phys., A107 (1968), 92.
7. А.К.Керман. В сб. "Ядерные реакции", т.1, ИЛ, М., 1962, стр. 435; O.Nathan, S.G.Hillson. Collective Nuclear motion and the Unifield Model in α -, β - and μ -Spectroscopy, vol2, NHRP, Amsterdam, 1965.
8. A.Bohr, E.F.Mottelson. Kgl.Dan.Vid. Selsk. Matt-Fys.Medd., 27, No 16 (1955).
9. S.H.Harris. Phys.Rev., 138B (1965), 509.
10. M.A.J.Marriscotti et al. Phys.Rev., 178, No 4 (1969), 1864; A.N.Mantri, P.S.Sood. Phys.Rev., 7C, No 4 (1973), 1294; P.В.Джолос. Препринт ОИЯИ, P4-5982, Дубна, 1971; M.I.Stockmann, V.G.Zelevinsky. Phys.Lett., 41B (1972), 19.
11. И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Р.Н.Сафаров. Препринт ОИЯИ, P2-866, Дубна, 1966.
12. P.Holmberg, P.O.Lipas. Nucl.Phys., A117 (1968), 552.
13. Д.Караджов. Сообщение ОИЯИ, P4-7978, Дубна, 1974.
14. Дж.Форсайт, К.Молер. Численное решение систем нелинейных алгебраических уравнений, Мир, М., 1969.
15. Л.Александров. Сообщения ОИЯИ, P5-5215, Дубна, 1970 и P5-7259, Дубна, 1973.
16. Д.Химмельблау. Анализ процессов статистическими методами, Мир, М., 1973.
17. I.N.Mikhailov, E.Nadjakov, D.Karadjov et al. C.R.Acad. Bulg. Sci., 22, No 6 (1969), 635.
18. E.Nadjakov, I.Sivriev, D.Karadjov, J.Piperova. C.R.Acad. Bulg. Sci., 22, No 8 (1969), 871.
19. I.N.Mikhailov, D.Karadjov, M.O.Shaker. Physica Scripta, 6 (1972), 285.
20. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер, Наука, М., 1972.
21. Л.Александров, Д.Караджов, И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Г.Ходжаев. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, № I (1972), 2585.
22. S.Hultberg et al. Nucl.Phys., A205 (1973), 321; Th.Lindblad et al. Nucl.Phys., A201 (1973), 369; Ф.-Р.Май, Л.Мюнхов, С.Фрауендорф. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, № 9 (1973), 1860.
23. Д.Караджов, И.Н.Михайлов, М.О.Шакер. Тезисы докладов XXIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Тбилиси, 1973 г., стр. 278.
24. B.R.Mottelson. Rotational Motion in the Nucleus. In Proceedings of the Nucl.Str. Symposium, Jontsa, August 2-8, 1970, p. 148.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 октября 1974 г.