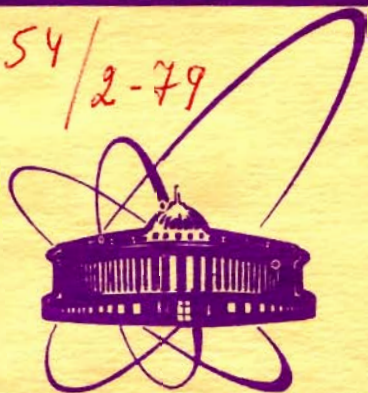


5454/2-79



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

M-69

29/12-79

P4 - 12677

В.М.Михайлов, Р.Б.Панин, Б.Чориев

ВЛИЯНИЕ СПАРИВАТЕЛЬНЫХ
И МУЛЬТИПОЛЬНЫХ СИЛ НА СВЯЗЬ
ВНУТРЕННЕГО И РОТАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЙ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1979

P4 - 12677

В.М.Михайлов,¹ Р.Б.Панин,¹ Б.Чориев²

ВЛИЯНИЕ СПАРИВАТЕЛЬНЫХ
И МУЛЬТИПОЛЬНЫХ СИЛ НА СВЯЗЬ
ВНУТРЕННЕГО И РОТАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЙ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

¹ НИИФ ЛГУ им. А.А.Жданова, Ленинград.

² ИЯФ АН Узб.ССР, Ташкент.

Михайлов В.М., Панин Р.Б., Чориев Б.

P4 - 12677

Влияние спаривательных и мультипольных сил на связь внутреннего и ротационного движений в деформированных ядрах

В рамках микроскопической теории сформулирована задача определения кориолисова взаимодействия. Введена система осей, связанных с ядром, так, чтобы уже в нулевом приближении для деформированных четно-четных ядер получалось наблюдаемое значение момента инерции и тем самым относительно слабая связь внутренних и вращательных возбуждений. Проведены численные расчеты матричных элементов кориолисова взаимодействия для трех нечетно-нейтронных ядер: $^{159,161}\text{Dy}$ и ^{235}U - с учетом сложной структуры состояний и влияния спаривательных и мультипольных сил. На основе расчетов сделано заключение, что рассмотренные силы проявляют себя через редукцию матричных элементов между состояниями в тех случаях, когда оба уровня являются уровнями либо частичного, либо дырочного типа. Однако весь эффект ослабления кориолисова взаимодействия не может быть объяснен только этими силами и требует привлечения сил других типов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Mikhailov V.M., Panin R.B., Choriev B.

P4 - 12677

Influence of Pairing and Multipole-Multipole Forces on the Connection of Intrinsic and Rotational Movements in Deformed Nuclei

The Coriolis interaction is defined in the frame of the microscopic theory of rotation. The intrinsic coordinate system is introduced to describe the empirical value of the moment of inertia of deformed even-even nuclei in the lowest order of approximation and, thus, connection of intrinsic and rotational excitations is rather weak. Taking into account a complicated structure of states and the influence of pairing and multiple-multipole forces matrix elements of the Coriolis interaction have been calculated for three $^{159,161}\text{Dy}$ and ^{235}U odd-neutron nuclei. These calculations allow one to draw the conclusion that the considered forces manifest themselves through a reduction of matrix elements in those cases when single particle states belong to either both particle, or both hole types. However, the Coriolis interaction attenuation can not be explained completely by only the abovementioned forces and requires using some other kinds of forces.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. Введение

На протяжении нескольких последних лет в литературе обсуждается так называемый факт ослабления кориолисова взаимодействия^{/1/}. Ряд исследований, посвященных этому вопросу, показывает, что причины такого ослабления могут быть поняты на основе уточненного описания вращения при использовании достаточно широкого набора эффективных взаимодействий^{/2,3/}.

Определенный успех самосогласованной модели принудительного вращения в нечетных ядрах^{/4/} показывает, какие эффекты необходимо учитывать при работе с кориолисовым взаимодействием для описания состояний при небольших моментах в нечетном ядре. Во-первых, должна быть учтена сложная структура состояний нечетной системы (взаимодействие квазичастиц с фононами) - этот учет приближает описание системы к самосогласованному описанию при частоте вращения, равной нулю. С ростом частоты вращения происходит изменение квазичастичного вакуума, функций квазичастиц и фононов, а также вклада фононных примесей в волновые функции нечетных систем. Отсюда следует, что при работе с волновыми функциями, относящимися к нулевой частоте вращения, как это обычно делается при расчетах с кориолисовым взаимодействием, оператор связи внутреннего и ротационного движений ($V_{св}$), зависящий от частоты вращения или, более точно, от оператора коллективного углового момента, должен содержать члены не только типа одноквазичастичных $a_1^+ a_2$, корректирующих функции квазичастиц и фононов, но также слагаемые, дающие зависимость связи квазичастиц с фононами от частоты вращения.

Первое из этих слагаемых в операторе $V_{св}$, пропорциональное $\langle 1 | J_{\pm} | 2 \rangle a_1^+ a_2$ (J_{\pm} - оператор углового момента), достаточно хорошо известно, его обычно называют кориолисовым взаимодействием. Явный вид второго слагаемого, которое будем называть ротационной связью квазичастиц с фононами ($K^{кв.-ф.}$), устанавливается в данной работе. Сначала мы даем общее определение $K^{кв.-ф.}$, а затем рассчитываем его вклад в матричные элементы (м.э) оператора $V_{св}$ при учете спаривательных и частично - дироных мультипольных сил, не зависящих от спина (квадрупольных и октупольных).

Известно, что под действием эффективных взаимодействий происходит изменение оператора кориолисова взаимодействия^{/3/} (членов $\sim a_1^+ a_2$), причем в этом случае вклад дают спиновые силы и силы квадрупольного спаривания. Монопольные спаривательные и мультипольные силы при этой модификации оператора полностью выпадают. Однако,

как было показано в^{5,6/}, эти силы проявляют себя при расчете м.э. кориолисова взаимодействия, поскольку они ответственны за возникновение сложной структуры функций нечетного ядра. В^{5,6/} было показано, что учет фононных примесей приводит к ослаблению кориолисова взаимодействия. Влияние традиционных спаривательных и квадрупольных сил на энергии ротационных состояний было также продемонстрировано в уже упоминавшейся работе^{4/}, где удовлетворительное согласие с экспериментом было получено именно с этими силами. Таким образом, рассчитывая м.э. оператора $V_{с\epsilon}$ с дополнительными членами ротационной связи квазичастиц и фононов и используя при этом волновые функции сложной природы, мы продолжаем работу^{5,6/} в направлении более полного учета мультипольных и спаривательных сил в эффекте ослабления кориолисова взаимодействия.

2. Преобразование операторов в систему координат, связанную с ядром

Явный вид оператора взаимодействия ротационного движения ядра как целого и движения нуклонов внутри системы, связанной с ядром, зависит от того, как эта система введена. Один из способов введения такой системы — как системы осей инерции — был рассмотрен О. Бором^{7/} и позднее другими авторами^{8/}. В нулевом приближении этот метод приводит к гидродинамическому значению момента инерции и довольно сильной связи вращательного и внутреннего движений.

Однако можно определить оси связанной с ядром системы так, чтобы уже в нулевом приближении для деформированных четно-четных ядер мы получали бы наблюдаемое значение момента инерции и тем самым относительно слабую связь внутренних и вращательных возбуждений. Для введения такой системы полезно использовать операторы ротонов $\mathcal{D}_{MK}^I(\hat{S})$ (см., например,^{9/}) — матрицы конечных вращений от углов Эйлера $\{\hat{S}\}$, являющихся коммутирующими операторными функциями координат нуклонов и, возможно, их импульсов. Хотя теория вращения, использующая операторы ротонов, может быть развита без введения внутренней системы координат, использование последней придает большую наглядность получаемым результатам.

Система внутренних осей может быть введена с помощью унитарного преобразования \mathcal{U} ^{10/}. $\mathcal{U} = R \bar{R}$, где R — конечное преобразование группы вращений с генераторами $J_a = \sum_{i=1}^A (\ell_a + s_a)_i$

и параметрами $\{\hat{\theta}\}$, \tilde{R} имеет форму обратного преобразования, однако в нем генераторами являются \tilde{I}_a - операторы углового момента в проекциях на лабораторные оси, действующие в пространстве параметров $\{\theta\}$ - углов ориентации внутренней системы относительно лабораторной (явный вид \tilde{I}_a см., например, в [11]).

Под действием \mathcal{U} -преобразования угловой момент системы частиц \mathcal{J}_a переходит в коллективный момент \tilde{I}_a [10]:

$$\mathcal{U} \mathcal{J}_a \mathcal{U}^{-1} = \tilde{I}_a, \quad (1)$$

кроме того, имеют место следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \mathcal{U} \mathcal{D}_{MK}^I(\theta) \mathcal{U}^{-1} &= \mathcal{D}_{KM}^I(\hat{\theta})^*; \\ \mathcal{U} \tilde{I}_a \mathcal{U}^{-1} &= \tilde{I}_a - \mathcal{J}_a, \end{aligned} \quad (2)$$

где \tilde{I}_a - коллективный момент в проекциях на вращающиеся оси, связанные с ядром. Из (2) следует, что преобразованный гамильтониан, который до \mathcal{U} -преобразования не зависел от параметров $\{\theta\}$, коммутирует с любой функцией операторов $\{\hat{\theta}\}$ и разностью $\tilde{I}_a - \mathcal{J}_a$:

$$\begin{aligned} [\mathcal{U} \mathcal{H} \mathcal{U}^{-1}, \mathcal{D}_{MK}^I(\hat{\theta})] &= 0; \\ [\mathcal{U} \mathcal{H} \mathcal{U}^{-1}, \tilde{I}_a - \mathcal{J}_a] &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Законы коммутации (3) позволяют выбрать волновую функцию, удовлетворяющую обычному условию для аксиально-симметричного ядра:

$$(\tilde{I}_z - \mathcal{J}_z) \Psi_M^I = 0;$$

$$\Psi_M^I = \sum_K c_K \mathcal{D}_{MK}^I(\theta) \chi_K; \quad \mathcal{J}_z \chi_K = K \chi_K. \quad (4)$$

Помимо этого, Ψ_M^I может быть также собственной функцией двух операторов - углов Эйлера $\hat{\alpha}$, $\hat{\beta}$ (если имеет место (4), то Ψ_M^I не может быть собственной функцией $\hat{\gamma}$, так как $[\mathcal{J}_z, i\hat{\gamma}] = 1$). Однако для дальнейшего нам достаточно, чтобы средние значения $\hat{\alpha}^2$, $\hat{\beta}^2$ были малыми величинами. Это обеспечивается тем, что обычно используемые функции деформированных ядер имеют достаточно большую дисперсию внутреннего углового момента ($\langle \chi | \mathcal{J}^2 - \mathcal{J}_z^2 | \chi \rangle \geq 100 \hbar^2$). Далее мы будем считать, что для ротонных функций, не зависящих от $\hat{\gamma}$, приближенно выпол-

ИЮТЯТСЯ СООТНОШЕНИЯ

$$\mathcal{D}_{M0}^I(\hat{\theta})\chi \approx \mathcal{D}_{M0}^I(0)\chi = \delta_{M0}\chi. \quad (5)$$

Вычислив м.э. преобразованного гамильтониана по функциям (4) и ограничившись слагаемыми, квадратичными по моменту, с учетом (5) получим:

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_M^I | \mathcal{U} H \mathcal{U}^{-1} | \Psi_M^I \rangle = \\ & = \langle \Psi_M^I | H + \{ -[H, d_{+1}] (\tilde{I}_{-1} - \mathcal{J}_{-1}) + [H, d_{-1}] (\tilde{I}_{+1} - \mathcal{J}_{+1}) \} \\ & + \frac{1}{4} \{ [[H, d_{+1}], d_{-1}] + [[H, d_{-1}], d_{+1}] \} [(\tilde{I} - \mathcal{J})^2 - (I_0 - \mathcal{J}_0)^2] \\ & + \frac{1}{2} [[H, d_{+1}], d_{+1}] (\tilde{I}_{-1} - \mathcal{J}_{-1})^2 + \frac{1}{2} [[H, d_{-1}], d_{-1}] (\tilde{I}_{+1} - \mathcal{J}_{+1})^2 | \Psi_M^I \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

В (6) принято сокращение $d_{\pm 1} = \mp \mathcal{D}_{\pm 1,0}^1$.

3. Выбор роторных операторов $d_{\pm 1}$

Для определения операторов $d_{\pm 1}$ мы будем считать, что они в основном имеют одночастичный характер $/9, 10/$. Уравнения для $d_{\pm 1}$ получим методом случайной фазы, заменяя двойные коммутаторы в (6) константами, равными средним от этих коммутаторов по основному состоянию четно-четного ядра - вакууму квазичастиц $|0\rangle$:

$$\langle 0 | \frac{1}{2} \{ [[H, d_{+1}], d_{-1}] + [[H, d_{-1}], d_{+1}] \} | 0 \rangle = 1/\mathcal{J},$$

$$\langle 0 | [[H, d_{\pm 1}], d_{\pm 1}] | 0 \rangle \approx 0. \quad (7)$$

В этом приближении гамильтониан (6) в первом порядке теории возмущений дает связь состояний с $\Delta K = \pm 1$. Чтобы исключить эту связь для четно-четных ядер, выберем операторы $d_{\pm 1}$ из уравнения $/9, 10/$:

$$\langle 0 | [[H - 1/\mathcal{J}(\mathcal{J}^2 - \mathcal{J}_0^2), d_{\pm 1}], a_1^+ a_2^+ + a_2^- a_1^-] | 0 \rangle = 0. \quad (8)$$

Константа \mathcal{J} определяется либо из уравнения (7), либо условием

"нормировки"

$$\langle 0 | [\mathcal{J}_{\pm 1}, d_{\mp 1}] | 0 \rangle = \langle 0 | \mathcal{D}_{00}^1(\hat{0}) | 0 \rangle \simeq 1. \quad (9)$$

Если $d_{\pm 1}$ найдены из (8), то (7) и (9) переходят друг в друга. Из (8) мы можем определить двухквазичастичную компоненту $d_{\pm 1}$:

$$d_{\pm 1} = \frac{1}{2} \sum_{12} \langle 1 | d_{\pm 1} | 2 \rangle \mathcal{U}_{12}^{(\pm)} (a_1^+ a_2^+ + a_2 a_1), \quad (10)$$

$$\mathcal{U}_{12}^{(\pm)} = u_1 v_2 \pm v_1 u_2.$$

u_1, v_1 - параметры преобразования Боголюбова. Одноквазичастичную компоненту $d_{\pm 1}$ ($\sim a^+ a$) можно установить из коммутации $d_{\pm 1}$ с оператором числа частиц.

Величина амплитуды $\langle 1 | d_{\pm 1} | 2 \rangle$ зависит от выбора гамильтониана H . В общем случае было показано^{8,9/}, что момент инерции, определяемый (8), (9), выражается известными формулами Беляева - Митдала. Если H мы заменим в (8) модельным гамильтонианом, содержащим среднее поле и монополярные спаривательные силы, то

$$\langle 1 | d_{\pm 1} | 2 \rangle \mathcal{U}_{12}^{(\pm)} = \frac{1}{\mathcal{J}} \frac{\langle 1 | \mathcal{J}_{\pm 1} | 2 \rangle \mathcal{U}_{12}^{(\pm)}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, \quad (11)$$

ε_i - энергия квазичастицы.

4. Оператор связи внутреннего и ротационного движений

Связь внутреннего и ротационного движений в преобразованном гамильтониане (6) определяется слагаемым, пропорциональным $\tilde{I}_{\pm 1}$:

$$V_{ce} = -\frac{1}{\mathcal{J}} [\tilde{I} \cdot \mathcal{J} - \tilde{I}_0 \mathcal{J}_0] + \sum_{\mu=\pm 1} K_{\mu} \tilde{I}_{-\mu} (-1)^{\mu}, \quad (12)$$

$$K_{\pm 1} = [H, d_{\pm 1}].$$

Если $d_{\pm 1}$ найдены из уравнения (8), то слагаемые в (12), пропорциональные $(a_1^+ a_2^+ - a_2 a_1)$, исключаются, т.е. гамильтониан не связывает основное состояние четно-четного ядра с каким-либо двухквазичастичным (или однофононным) состоянием. Однако в (12) содержатся члены типа $a_1^+ a_2$, $a_1^+ a_2 (a_3^+ a_4^+ \pm a_4 a_3)$ и слагаемые с четырьмя операторами рождения (или уничтожения)

квазичастиц. Компоненту, пропорциональную $a_1^+ a_2$, обычно называемую кориолисовым взаимодействием в нечетном ядре, можно записать в виде

$$V_{ce} = \sum_{\mu=\pm 1} \left[- \frac{\langle 1 | \mathcal{J}_{\mu} | 2 \rangle V_{12}^{(+)}}{\mathcal{J}} + \langle 1 | K_{\mu} | 2 \rangle \right] (-1)^{\mu} a_1^+ a_2 \tilde{I}_{-\mu},$$

$$V_{12}^{(\pm)} = U_1 U_2 \pm 2v_1 v_2. \quad (I3)$$

Величина $\langle 1 | K_{\mu} | 2 \rangle$ уже рассматривалась в работах^{/3/}. Она в основном определяется силами квадрупольного спаривания и спиновыми силами и существенно зависит от констант этого взаимодействия. Если эти силы не рассматривать, то из (8) следует

$$\langle 1 | K_{\mu} | 2 \rangle = \frac{\langle 1 | \mathcal{J}_{\mu} | 2 \rangle}{\mathcal{J}} \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^2 V_{12}^{(+)}, \quad (I3a)$$

(I3a) является поправкой к кориолисову взаимодействию, связанной с сохранением числа частиц. Явный вид (I3a) определен при постоянном параметре щели (корреляционной функции), не зависящей от состояния. (I3a) исключает кориолисову связь между состояниями, разделенными большим энергетическим интервалом, но для низлежащих состояний эта поправка слишком мала.

Слагаемые V_{ce} (I2), содержащие несколько квазичастичных операторов (помимо $a^+ a$), могут быть существенны при учете сложной структуры состояний нечетного ядра, волновая функция которых имеет вид суперпозиции квазичастичных и фононных состояний^{/I2/}.

5. Влияние спаривательных и мультипольных сил на оператор V_{ce}

Найдем явный вид оператора V_{ce} при учете спаривательных и мультипольных частично-дырочных сил, т.е. используя гамильтониан вида^{/I2/}

$$H = H_{огн} + H_{e3}; \quad (I4a)$$

$$H_{огм} = \sum_1 E_1 \alpha_1^+ \alpha_1 ;$$

$$H_{\Theta_3} = -G \sum \alpha_1^+ \alpha_1^+ \alpha_2^- \alpha_2^- - \sum_{\lambda\mu} \frac{\mathcal{X}_{\lambda\mu}}{2} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu} ; \quad (I46)$$

$$Q_{\lambda\mu} = \sum_{12} \langle 1 | r^\lambda y_{\lambda\mu} | 2 \rangle \alpha_1^+ \alpha_2^- .$$

E_i - энергии частиц в среднем поле, отсчитанные от химического потенциала λ ; α^+, α - операторы рождения и уничтожения частиц. Как уже было отмечено выше, такие силы дают вклад в оператор $K_{\pm 1}$ (13), содержащий четыре квазичастицы. Эту часть оператора $K_{\pm 1}$ обозначим $K_{\pm 1}^4$:

$$K_{\pm 1}^4 = [H_{\Theta_3}, d_{\pm 1}] = K_{\pm 1}^{кв.-\phi.} + K_{\pm 1}^{\phi.-\phi.}, \quad (I5a)$$

$$K_{\pm 1}^{кв.-\phi.} = \frac{G}{2} \sum_{123} \{ \langle 1 | d_{\pm 1} | 2 \rangle \mathcal{U}_{12}^{(+)} : a_1^+ a_2 (a_3^+ a_3^+ - a_3^- a_3^-) : \}$$

$$- \langle 1 | d_{\pm 1} | 2 \rangle \mathcal{V}_{12}^{(-)} (u_3^2 - v_3^2) : a_1^+ a_2 (a_3^+ a_3^+ - a_3^- a_3^-) : \} -$$

$$- \sum_{\lambda;\mu>0} \frac{\mathcal{X}_{\lambda\mu}}{4(1+\delta_{\mu 0})} \sum_{12} \{ \langle 1 | [r^\lambda y_{\lambda\mu}, d_{\pm 1}] | 2 \rangle \mathcal{V}_{12}^{(+)} : a_1^+ a_2 \tilde{Q}_{\lambda\mu}^+ :$$

$$+ \langle 1 | [r^\lambda y_{\lambda\mu}^+, d_{\pm 1}] | 2 \rangle \mathcal{V}_{12}^{(-)} : \tilde{Q}_{\lambda\mu} a_1^+ a_2 : \}$$

(I5b)

$$K_{\pm 1}^{\phi.-\phi.} = - \frac{G}{8} \sum_{123} \{ \langle 1 | d_{\pm 1} | \bar{2} \rangle \mathcal{V}_{12}^{(+)} (u_3^2 - v_3^2) : (a_1^+ a_2^+ - a_2^- a_1^-) (a_3^+ a_3^+ + a_3^- a_3^-) :$$

$$- \langle 1 | d_{\pm 1} | \bar{2} \rangle \mathcal{V}_{12}^{(-)} : (a_1^+ a_2^+ + a_2^- a_1^-) (a_3^+ a_3^+ - a_3^- a_3^-) : \}$$

$$- \sum_{\lambda;\mu>0} \frac{\mathcal{X}_{\lambda\mu}}{4(1+\delta_{\mu 0})} \sum_{12} \{ \langle 1 | [r^\lambda y_{\lambda\mu}, d_{\pm 1}] | 2 \rangle \mathcal{U}_{12}^{(-)} : (a_1^+ a_2^+ - a_2^- a_1^-) Q_{\lambda\mu}^+ :$$

$$+ \langle 1 | [r^\lambda y_{\lambda\mu}^+, d_{\pm 1}] | 2 \rangle \mathcal{U}_{12}^{(+)} : \tilde{Q}_{\lambda\mu} (a_1^+ a_2^+ - a_2^- a_1^-) : \}, \quad (I5b)$$

$$\tilde{Q}_{\lambda\mu} = \sum \langle 3 | r_{\lambda\mu} | 4 \rangle \mathcal{U}_{34}^{(+)} (a_3^+ a_4 + a_4 a_3). \quad (15г)$$

$K_{\pm 1}^{k\ell, -\phi}$ описывает ротационное взаимодействие квазичастиц с фононами, т.е. имеет ненулевые м.э. между квазичастичным $(a_1^+ | 0 \rangle)$ и квазичастично - фононным $(a_2^+ Q_{\lambda\mu}^+ | 0 \rangle)$ состояниями. $K_{\pm 1}^{\phi, -\phi}$ связывает фононы одинаковой пространственной четности, проекции которых отличаются на единицу. $K_{\pm 1}^{\phi, -\phi}$ дает поправку к кориолисовому взаимодействию фононов. Поправка от $K_{\pm 1}^{\phi, -\phi}$ не существенна при расчете ротационного взаимодействия между низколежащими состояниями нечетных ядер, имеющими в основном одноквазичастичный характер.

Рассмотрим теперь матрицу V_{ce} , рассчитанную с функциями нечетных ядер, учитывающими взаимодействие квазичастиц и фононов:

$$|\Phi_{p\sigma}\rangle = C_p \left\{ a_{p\sigma}^+ + \sum_{\lambda\mu i} D_{p s \sigma_i}^{\lambda\mu i} a_{s\sigma_i}^+ Q_i^+(\lambda\mu) \right\} |0\rangle. \quad (16)$$

Матричный элемент разобьем на две части: одна учитывает кориолисово взаимодействие в обычном виде, т.е. $-\mathcal{J}_{\pm}/\mathcal{Q}$, вторая учитывает вклад от $K_{\pm 1}$. Первая часть была уже рассчитана в работе^{5/} и имеет вид (для определенности берем $K_{\pm} = K_{\pm} - 1$):

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{p\sigma} | -\mathcal{J}_{\pm}/\mathcal{Q} | \Phi_{p'\sigma'} \rangle &= -\frac{1}{\mathcal{Q}} C_p C_{p'} \left\{ V_{pp'}^{(+)} \langle p\sigma | \mathcal{J}_{\pm} | p'\sigma' \rangle + \right. \\ &+ \left. \sum_{\substack{\lambda\mu i \\ s\sigma_i, s'\sigma'_i}} D_{p s \sigma_i}^{\lambda\mu i} D_{p' s' \sigma'_i}^{\lambda\mu i} V_{ss'}^{(+)} \langle s\sigma_i | \mathcal{J}_{\pm} | s'\sigma'_i \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (17a)$$

Вторая часть м.э. от $K_{\pm 1}^{k\ell, -\phi}$ линейна по амплитудам примесей фононов:

$$\langle \Phi_{p\sigma} | K_{\pm 1}^{k\delta - \phi} | \Phi_{p'\sigma'} \rangle = C_p C_{p'} \left\{ \sum_{\lambda \mu, s, \sigma'} \langle p\sigma | [r^\lambda y_{\lambda \mu}, d_{\pm 1}] | s'\sigma' \rangle V_{ps}^{(+)} \cdot \frac{D_{ps\sigma}^{\lambda \mu \text{min}}}{\sqrt{Y_n(\lambda \mu)}} + \sum_{\lambda \mu, s, \sigma'} \langle s\sigma | [r^\lambda y_{\lambda \mu}^+, d_{\pm 1}] | p'\sigma' \rangle V_{sp'}^{(+)} \cdot \frac{D_{ps\sigma}^{\lambda \mu \text{min}}}{\sqrt{Y_n(\lambda \mu)}} \right\}. \quad (176)$$

$Y_n(\lambda \mu)$ — величина, определяющая нормировку фонона /12/. В (176) опущены слагаемые в $K_{\pm 1}^{\pm}$, пропорциональные G . В приложении даны формулы, учитывающие их. Окончательные результаты получены при объединении (17a) и (176):

$$\langle \Phi_p | \mathcal{Y}_{\pm} - \mathcal{Y} K_{\pm}^{k\delta - \phi} | \Phi_{p'} \rangle = -\sqrt{2} \langle \Phi_p | \mathcal{Y}_{\pm 1} + \mathcal{Y} K_{\pm 1}^{k\delta - \phi} | \Phi_{p'} \rangle. \quad (18)$$

Для выяснения роли слагаемых (176) рассмотрим упрощенный случай, когда в каждом состоянии (исходном $|\Phi_{p'\sigma'}\rangle$ или конечном $|\Phi_{p\sigma}\rangle$, см. (16)) учитывается примесь только одной квазичастицы — фононной компоненты $a_{s'\sigma'}^+ Q_i^+(\lambda \mu)|\sigma\rangle$ или соответственно $a_{s\sigma}^+ Q_i^+(\lambda \mu)|\sigma\rangle$, причем фотон в обоих состояниях одинаков. Это означает, что м.э. вида $\langle p\sigma | r^\lambda y_{\lambda \mu} | s\sigma' \rangle$ достаточно велики. Будем также считать, что соответствующие м.э. оператора $\mathcal{Y}_{\pm 1}$ больше единицы. В этой модели имеют место приближенные равенства:

$$\langle p\sigma | [r^\lambda y_{\lambda \mu}, d_{\pm 1}] | s'\sigma' \rangle \simeq \langle p\sigma | r^\lambda y_{\lambda \mu} | s\sigma' \rangle \langle s\sigma' | d_{\pm 1} | s'\sigma' \rangle - \langle p\sigma | d_{\pm 1} | s'\sigma' \rangle \langle s'\sigma' | r^\lambda y_{\lambda \mu} | s\sigma' \rangle, \quad (19a)$$

$$\langle s\sigma' | [r^\lambda y_{\lambda \mu}, d_{\pm 1}] | p\sigma \rangle \simeq \langle s\sigma' | r^\lambda y_{\lambda \mu} | p\sigma \rangle \langle p\sigma | d_{\pm 1} | s'\sigma' \rangle - \langle s\sigma' | d_{\pm 1} | s'\sigma' \rangle \langle s'\sigma' | r^\lambda y_{\lambda \mu} | p\sigma \rangle. \quad (196)$$

Теперь с учетом (19a), (196) запишем приближенное выражение для (18), используя явные формулы для матрицы $d_{\pm 1}$ и амплитуды $D_{ps\sigma}^{\lambda \mu \text{min}}$ /12, 13/. Для оценок положим, что $(E - \lambda)/\Delta < 1$ и $\hbar\omega = 2\Delta$, ω — частота фонона.

$$\langle \Phi_{p\sigma} | K_{\pm 1}^{k\delta - \phi} | \Phi_{p'\sigma'} \rangle = \mathcal{K}_a + \mathcal{K}_b : \quad (20a)$$

$$\mathcal{K}_a \cong \frac{\langle \rho\sigma | \mathcal{J}_{+1} | \rho'\sigma' \rangle (E_p - E_{p'})}{\mathcal{J} Y_n(\lambda\mu) \cdot 16 \Delta^4} \left\{ |\langle \rho'\sigma' | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s'\sigma' \rangle|^2 (E_{p'} + E_{s'}) \right. \\ \left. - |\langle \rho\sigma | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s\sigma \rangle|^2 (E_p + E_s) \right\}, \quad (20a)$$

$$\mathcal{K}_b \cong \frac{\langle s\sigma | \mathcal{J}_{+1} | s'\sigma' \rangle (E_s - E_{s'})}{\mathcal{J} Y_n(\lambda\mu) \cdot 16 \Delta^4} \langle \rho'\sigma' | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s'\sigma' \rangle \times \\ \times \langle \rho\sigma | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s\sigma \rangle [(E_{p'} + E_{s'}) - (E_p + E_s)]. \quad (20b)$$

Для сравнения в тех же приближениях запишем (17) - м.э. кориолисова взаимодействия:

$$\langle \Phi_{\rho\sigma} | -\frac{1}{\mathcal{J}} \mathcal{J}_{+1} | \Phi_{\rho'\sigma'} \rangle = -\frac{1}{\mathcal{J}} \langle \rho\sigma | \mathcal{J}_{+1} | \rho'\sigma' \rangle V_{\rho\rho'}^{(+)} + \mathcal{L}_a + \mathcal{L}_b, \quad (21a)$$

$$\mathcal{L}_a = \frac{\langle \rho\sigma | \mathcal{J}_{+1} | \rho'\sigma' \rangle}{\mathcal{J} Y_n(\lambda\mu) 32 \Delta^4} [|\langle \rho'\sigma' | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s'\sigma' \rangle|^2 (E_{p'} + E_{s'})^2 \\ + |\langle \rho\sigma | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s\sigma \rangle|^2 (E_p + E_s)^2], \quad (21b)$$

$$\mathcal{L}_b = -\frac{\langle s\sigma | \mathcal{J}_{+1} | s'\sigma' \rangle}{\mathcal{J} Y_n(\lambda\mu) 16 \Delta^4} \langle \rho'\sigma' | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s'\sigma' \rangle \times \\ \times \langle \rho\sigma | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | s\sigma \rangle (E_p + E_s)(E_{p'} + E_{s'}). \quad (21b)$$

Слагаемое \mathcal{L}_a обязано своим происхождением уменьшению вклада одно-квазичастичного состояния в $|\Phi_{\rho\sigma}\rangle$ и $|\Phi_{\rho'\sigma'}\rangle$ при наличии квази-частично - фононных примесей.

Объединяя (20) и (21), получаем

$$\langle \Phi_{\rho\sigma} | -\frac{1}{\mathcal{J}} \mathcal{J}_{+1} + K_{+1}^{k\ell, -\varphi} | \Phi_{\rho'\sigma'} \rangle = \\ = -\frac{1}{\mathcal{J}} \langle \rho\sigma | \mathcal{J}_{+1} | \rho'\sigma' \rangle V_{\rho\rho'}^{(+)} + \mathcal{L}_a + \mathcal{L}_b + \mathcal{K}_a + \mathcal{K}_b. \quad (22)$$

Слагаемое \mathcal{L}_a (21б) приводит к уменьшению по модулю общей величины м.э. (22) независимо от положения уровней относительно химического потенциала (λ) и при любом значении м.э. мультипольных операторов. Знак и величина \mathcal{L}_b (21в) зависят от многих случайных факторов: положения уровней относительно λ , знаков м.э. Поэтому в общей сумме по всем квазичастично - фононным примесям слагаемые \mathcal{L}_b будут в среднем компенсировать друг друга. Поэтому учет только квазичастично - фононных примесей (без членов \mathcal{K}_a и \mathcal{K}_b) приводит к ослаблению кориолисова взаимодействия, как это показали расчеты в ^{15,6/}. Как видно из выражений (20б), (20в) для \mathcal{K}_a и \mathcal{K}_b , роль этих слагаемых зависит от положения уровней относительно λ . В частности, \mathcal{K}_a может компенсировать \mathcal{L}_a , если квазичастицы имеют в исходном и конечном состояниях энергии E_i разного знака (например, E_p и E_s больше нуля, а $E_{p'}$, $E_{s'}$ меньше или наоборот), кроме того, компенсация может иметь место, если одна из сумм $E_p + E_s$ или $E_{p'} + E_{s'}$ по модулю много больше другой, хотя обе они имеют одинаковый знак. Напомним, что E_i - энергия частицы, отсчитанная от λ . Слагаемые \mathcal{K}_b (20в) при суммировании по примесям могут компенсировать друг друга из-за случайных знаков м.э. и энергий.

Существует, однако, несколько областей изменения Z и N , когда \mathcal{K}_a и \mathcal{K}_b вместе приводят к "усилению" кориолисова взаимодействия, что может реально проявляться как подавление вклада $\mathcal{L}_a + \mathcal{L}_b$. Такая компенсация может возникнуть в м.э. $V_{c\ell}$ между состояниями, в которых преобладает квази-частичная компонента, а сами квазичастицы находятся на уровнях, характеризуемых разными знаками средних значений $r^2 y_{20}$, причем эффект наиболее ярко выражен, когда уровни находятся с разных сторон химического потенциала. Если эти условия имеют место, то, рассматривая примесь квадрупольного фонона $(\lambda\mu) = (20)$ типа $a_p^\dagger a_s^\dagger (20) |0\rangle$, где ρ - квантовые числа квазичастицы, дающей главный вклад в состояние, мы видим, что в (20б), (20в) $E_p = E_s$ и $E_{p'} = E_{s'}$ и произведение м.э. квадрупольного оператора отрицательно, т.е. \mathcal{K}_a и \mathcal{K}_b имеют знак, совпадающий со знаком главного члена в (22).

Разный знак средних значений $r^2 y_{20}$ можно получить, если энергия одного из смешиваемых уровней растет с деформацией,

а второго — уменьшается. Отметим такие пары уровней, например, в области редких земель. Для протонов $5/2 [413] - 7/2 [404]$ ($g_{7/2}$), $Z \approx 62 \div 74$ мы указываем также оболочку l_j , в которую переходят эти уровни при нулевой деформации, так как чем больше l_j , тем больше абсолютное значение м.э. V_{63} ;

$$3/2 [411] - 5/2 [402] \quad (d_{5/2}), \quad Z \approx 64 \div 74,$$

$$7/2 [523] - 9/2 [514] \quad (h_{11/2}), \quad Z \approx 68 \div 74,$$

$$3/2 [521] - 5/2 [512] \quad (h_{9/2}), \quad N \approx 94 \div 104,$$

$$5/2 [523] - 7/2 [514] \quad (f_{7/2}), \quad N \approx 96 \div 106,$$

$$11/2 [615] - 9/2 [624] \quad (i_{13/2}), \quad N \approx 108 \div 112.$$

Выражения для \mathcal{K}_a , \mathcal{K}_b (20б), (20в) показывают, что эти поправки обращаются в нуль, когда мы вычисляем параметр развязывания α , так как в этом случае $E_p = E_{p'}$. Это означает, что при точном вычислении α без использования приближений, приводящих к (20б), (20в), роль ротационного смешивания квазичастиц с фононами будет незначительна. Отметим, что влияние смеси квазичастиц с фононами на величину параметра впервые было рассмотрено в /14/.

6. Результаты численных расчетов

Нами проведены расчеты теоретических значений м.э. оператора связи внутреннего и ротационного движений ($V_{c\bar{c}}$) для трех нечетно — нейтронных ядер: $^{159,161}\text{Dy}$ и ^{235}U . Для сравнения с теорией выбраны именно эти случаи, так как именно для них в /5,6/ было произведено определение м.э., наилучшим образом воспроизводящих экспериментальный спектр. Как уже было отмечено в /6/, с наибольшей точностью определяются большие м.э., связывающие состояния, возникающие из деформационного расщепления оболочек с большими j . Поэтому результаты расчетов приведены для этих м.э. (см. табл.).

Параметры одночастичного потенциала, значения химического потенциала и корреляционных функций, а также энергии фононов были взяты из /13/. Расчеты м.э. от коммутаторов в (18) выполня-

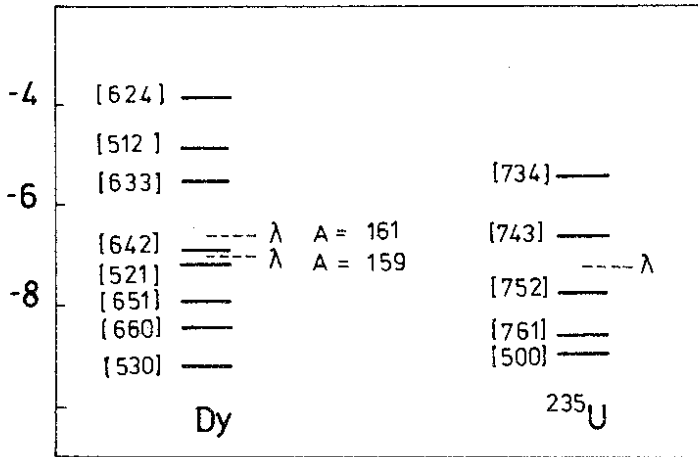
лись с помощью разложения коммутаторов по промежуточным состояниям, учитывалось большое число состояний, допускаемых правилами отбора, однако во всех случаях максимальный вклад дают 3-5 состояний, связанных большими м.э. $\langle T_+ \rangle$ или $\langle r^2 Y_{\lambda\mu} \rangle$.

Сравнение м.э., рассчитанных с учетом и без учета ротационной связи квазичастиц с фононами (18), показывает, что в среднем учет членов (18) в какой-то мере компенсирует в больших м.э. влияние фононных примесей. В большинстве случаев эта компенсация невелика, и лишь в отдельных м.э. она почти полная, что связано с особым расположением взаимодействующих уровней по отношению к λ . Так, в случае ^{159}Dy уровни $\frac{5}{2}[642]$ и $\frac{3}{2}[651]$ лежат с разных сторон λ , эти же уровни в ^{161}Dy лежат ниже λ , но энергия одного из них $E_{[642]} \approx -0,3 \text{ МэВ}$ по абсолютному значению много меньше энергии второго уровня $E_{[651]} \approx -1,3 \text{ МэВ}$. Большая компенсация вклада от фононов от $K_{+1}^{\text{кв.-ф.}}$ наблюдается в м.э. между состояниями $\frac{5}{2}[512]$ и $\frac{3}{2}[521]$, в этом случае различны знаки средних значений $r^2 Y_{20}$ и уровни лежат с разных сторон от λ . Сильная компенсация в м.э. между состояниями $\frac{7}{2}[743]$ и $\frac{5}{2}[752]$ в ^{235}U связана с расположением этих уровней с разных сторон от λ . (Энергии состояний, приведенных в табл., даны на рисунке).

Сравнение рассчитанных м.э. с эмпирическими значениями (последний столбик табл.) показывает, что редукция м.э., вызванная учитываемыми нами силами, явно недостаточна для объяснения эмпирических м.э. Кроме того, из табл. видно, что редукция м.э. фактически отсутствует для уровней, ближайших к химическому потенциалу, но расположенных с разных сторон от него, т.е. для уровней, один из которых частичного, а другой дырочного типа. Однако данные, приведенные в /5,6/, указывают, что именно эти м.э. должны быть уменьшены по абсолютной величине. Таким образом, на основе проведенных расчетов, учитывающих влияние монопольного спаривания и мультипольных сил, не зависящих от спина, на взаимодействие внутреннего и ротационного движений, мы можем заключить, что рассмотренные силы проявляют себя через редукцию м.э. между состояниями в тех случаях, когда оба уровня являются уровнями либо частичного, либо дырочного типов. Однако весь эффект ослабления кориолисова взаимодействия не может быть объяснен только этими силами и требует привлечения сил других типов.

Таблица
 Результаты расчетов м.э. от оператора
 $\{\mathcal{T}_+ - \mathcal{T}_+ K_+^{кв.-ф.}\}$ (см. (17a), (17б), (18))

Ядро	состояния $ i\rangle, l\rangle$		одночастичный м.э. $\langle i \mathcal{T}_+ i\rangle$	$\langle f \mathcal{T}_+ - \mathcal{T}_+ K_+^{кв.-ф.} i\rangle$		
				$K_+^{кв.-ф.} = 0$	$\langle K^{кв.-ф.} \rangle$ по (17б)	эмпирический м.э. [5,6]
^{159}Dy	633	642	6.07	4.25	4.88	4.67
	642	65I	6.34	4.94	6.64	3.44
	65I	660	6.47	5.03	5.17	5.34
	660	660	-6.52	-4.70	-4.22	-3.66
^{161}Dy	633	642	6.07	4.12	4.95	2.9
	642	65I	6.34	5.09	6.23	4.27
	65I	660	6.47	4.67	4.87	5.86
	660	660	-6.52	-4.48	-4.34	-2.39
^{161}Dy	5I2	52I	3.6I	1.82	3.00	
	52I	530	3.77	2.62	3.00	
	5	530	0.17	0.10	-0.03	
^{235}U	734	743	6.80	4.57	5.26	2.04
	743	752	7.19	3.03	6.22	2.25
	752	76I	7.39	4.36	4.5I	0.68
	76I	500	7.49	3.89	3.99	3.70
	500	500	-7.50	-3.69	-3.79	-0.14



Расположение одночастичных уровней и химических потенциалов (в МэВ) в нечетных ядрах $^{159,161}\text{Dy}$ и ^{235}U .

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем здесь дополнительное слагаемое в (17б), соответствующее части, пропорциональной G в операторе $K_{\pm 1}^{k^b, -\phi}$ (20б). Эту часть оператора (20б) обозначим $K_{\pm 1}^{k^b, -\phi}(G)$. Вклад от нее может быть получен с использованием явного вида амплитуд фононов $(\lambda\mu) = (20)$ (бета- и парных вибраций), который дан в /12/.

$$\langle \Phi_{f\sigma} | K_{+1}^{k^b, -\phi}(G) | \Phi_{f'\sigma'} \rangle = -C_f C_{f'} \left\{ \sum_{s'q'} \langle s\sigma | d_{+1} | s'q' \rangle \times \right. \\ \left. D_{f's\sigma}^{20ln} H_{fs} - \sum_{sq} \langle s\sigma | d_{+1} | sq \rangle D_{fsq}^{20ln} H_{fsq} \right\},$$

где введены следующие обозначения:

$$H_{fs} = S^{ln} \mathcal{U}_{fs}^{(+)} + \tilde{S}^{ln} \mathcal{U}_{fs}^{(-)},$$

$$S^{in} = \frac{2C_n \Xi_n^i}{\sqrt{Y_n(20)} \gamma_n^i \omega_{20}^i},$$

$$\hat{S}^{in} = -\frac{4C_n}{\gamma_n^i \sqrt{Y_n(20)}} \left\{ \left(\sum_s \frac{f(s,s) E_s}{\epsilon_s (4\epsilon_s^2 - (\omega_{20}^i)^2)} \right) \times \right.$$

$$\times \left(\sum_p \frac{1}{\epsilon_p (4\epsilon_p^2 - (\omega_{20}^i)^2)} \right) - \left(\sum_s \frac{f(s,s)}{\epsilon_s (4\epsilon_s^2 - (\omega_{20}^i)^2)} \right) \times$$

$$\left. \times \left(\sum_p \frac{(\epsilon_p - \lambda)}{\epsilon_p (4\epsilon_p^2 - (\omega_{20}^i)^2)} \right) \right\}, \quad f(s,s) = \langle s | r^2 y_{20} | s \rangle,$$

остальные обозначения в S^{in} и \hat{S}^{in} даны в /12/.

Литература

1. Бор. О, Моттельсон Б.Р. Структура атомного ядра, т. 2, "Мир", 1978.
2. Михайлов И.Н., Наджаков Е., Караджов Д. ЭЧАЯ, 4, ЗП (1973).
3. Михайлов В.М., Погосян В.В. Программа и тезисы докладов 23 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", 1973, стр. 223.
Намамоfo I. Nucl. Phys., A232, 445 (1974).
Нара К. Kusuno S. Nucl. Phys., A245, 147 (1975).
4. Ring P., Mang H.J., Banerjee B. Nucl. Phys., A225, 141 (1974).
5. Квасил Я., Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Чориев Б. ОИЯИ, Р4-11066, Дубна, 1977.
6. Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Чориев Б. Изв. АН СССР, сер. физ., 42, 2338 (1978).
7. Bohr A. Rotational States of Atomic Nuclei Copenhagen, 1954.
8. Lipkin H.J. et al. Nuovo Cimento, 2, 773 (1955).
Villars F. Ann Phys., 5, 224 (1958).
Sheid W. Greiner. Ann Phys. (N.Y.), 48, 443 (1968).

- Филипов Г.Ф. ЭЧАЯ, 9, 124 (1978).
9. Михайлов И.Н., Наджаков Е. ОИЯИ, Р4-4293, Дубна, 1969.
10. Михайлов В.М. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 794 (1971).
11. Эдмонс А. Деформация атомных ядер. ИЛ, Москва, 1978, стр. 305.
12. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
13. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 4, 357 (1973).
Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 7, 450 (1975).
14. Фогель П., Соловьев В.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1599, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июля 1979 года.