8755

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

8755

Р4 - 8755

Экз. чит. зала

Й.Пиперова

ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ ПРИ УМЕРЕННО БЫСТРОМ ВРАЩЕНИИ

1975

P4 - 8755

Й.Пиперова

ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ ПРИ УМЕРЕННО БЫСТРОМ ВРАЩЕНИИ

Направлено в ТМФ

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

Пиперова Й.

P4 - 8755

Формулировка модели для описания неадиабатических эффектов в деформированных ядрах при умеренно быстром вращении

Построена практически используемая модель для определения изменения коллективных параметров четно-четных деформированных ядер при вращении.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Piperova J.

P4 - 8755

Formulation of a Model for Description of Nonadiabatic Effects in Deformed Nuclei at Moderately Fast Rotation

One formulates a model for description of the changes of collective parameters in rotating even-even deformed nuclei.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

§I. Введение

Недостаточность адиабатической картины вращающегося ядра, в которой коллективные параметры не меняются с увеличением скорости вращения, хорошо видна в свете постоянно накапливающихся экспериментальных данных по энергиям ротационных состояний, вероятностям E2-переходов между ними и изменениям среднеквадратичных радиусов в возбужденных состояниях ротационных полос. Отклонения от адиабатической картины ожидаются также и в данных по статическим квадрупольным моментам.

Одна из возможных принципиальных схем, позволяющих последовательно, микроскопически подойти к описанию вращательного движения деформированных ядер с учетом связи ротации с остальными модами возбуждений ядра, намечена в обзоре /I/ ж). Теория ядерных ротационных полос, развитая в этой работе, основывается на введении операторов перехода между стационарными состояниями ядра (в частности,операторов ротонов) и на использовании относительно простых операторных функций - "модельных гамильтонианов" - воспроизводящих энергии рассматриваемых состояний. Общие уравнения теории, дающие, в принципе, полное описание определенной совокупности стационарных уровней (скажем,до данной граничной энергии), имеют степень сложности,как у уравнений зависящей от времени теории Хартри-Фока-Боголюбова и не могут быть решены даже численно в настоящее время.

ж) Принципиальная схема /I/ не является единственной, однако обзор существующих ныне подходов описания ротационных движений выходит за рамки поставленной в настоящей работе задачи.

В предлагаемой работе мы сформулируем приближения, основанные на определенных предположениях об основных неадиабатических эффектах в области не очень высоких спинов, которые позволяют построить практически используемую систему уравнений. На этой основе будут получены выражения для энергии состояний основной ротационной полосы и матричных элементов от физических операторов, действующих между этими состояниями и определяющих основные коллективные параметры ядра. При этом мы не будем пользоваться оригинальным языком ротонной теории /I/ , а перейдем к описанию интересующих нас величин в терминах матрицы плотности /2/, что является более удобным в практическом плане. Нас будут интересовать матричные элементы от физических операторов между состояниями ядра, вращающегося так, что проекция коллективного углового момента $\vec{I}$ на ось Ox равна $\mathcal{M} = -\langle \mathcal{M} | I_x | \mathcal{M} \rangle$.
Мы полагаем, что ядро аксиально-симметрично при $\mathcal{M}=0$ с осью симметрии Oz .

§2. Формулировка модели

Как и в работе /I/,мы вводим состояние $|\mathcal{M}\rangle$, которое с большим весом содержит компоненты основной ротационной полосы и записываем условие стационарности внутренней энергии ядра при малых вариациях состояния $|\mathcal{M}\rangle$:

$$\langle \mathcal{M} | [\hat{A}, \mathcal{H} - h(\vec{I}^2)] | \mathcal{M} \rangle = 0, \qquad (I)$$

где $\hat{A}$ – произвольный линейный оператор; $h(\vec{I}^2)$ – модельный гамильтониан, зависящий от $\vec{I}^2$ так, что $h(I(I+1)) = E_I$,

E_I – представляет собой энергию состояния основной ротационной полосы с угловым моментом I .

Многочастичный гамильтониан мы фиксируем в виде

$$\mathcal{H} = H_0 - \lambda(\mathcal{M})\hat{N} + H_{QQ} + H_{pair}. \qquad (2)$$

Здесь $H_0 = \sum_{K>0} \varepsilon_K (a_K^+ a_K + a_{\tilde K}^+ a_{\tilde K})$, ε_K – одночастичная энергия состояния K .

$$H_{pair} = -G P^+ P \; , \quad P = \sum_{m>0} a_{\tilde m} a_m, \qquad (3)$$

H_{QQ} – когерентная часть квадруполь-квадрупольного взаимодействия

$$H_{QQ} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu=-2}^{2} \varkappa_{2\mu} \tilde{Q}_{2\mu}^+ \tilde{Q}_{2\mu} \; , \quad (\varkappa_{2\mu}(n) = \varkappa_{2\mu}(p) = \varkappa_{2\mu}, \varkappa_{2\mu}(np) = \eta_\mu \varkappa_{2\mu}) \qquad (4)$$

$$\tilde{Q}_{2\mu} = Q_{2\mu} - \langle 0 | Q_{2\mu} | 0 \rangle ,$$

где $Q_{2\mu} = \sum_{ij} q_{ij}^{2\mu} a_i^+ a_j$ – оператор квадрупольного момента заряда (массы) ядра; $|0\rangle \equiv |\mathcal{M}=0\rangle$.
$\hat{N} = \sum_{K>0} (a_K^+ a_K + a_{\tilde K}^+ a_{\tilde K})$ – оператор числа частиц;
$\lambda(\mathcal{M})$ – зависящий от спина химический потенциал, который определяем из условия сохранения числа протонов и нейтронов в отдельности

$$\langle \mathcal{M} | \hat{N} | \mathcal{M} \rangle = \binom{Z}{N} . \qquad (5)$$

Будем считать, что состояние $|\mathcal{M}\rangle$ является вакуумом по отношению к операторам квазичастиц

$$\beta_i^+(\mathcal{M})|\mathcal{M}\rangle = u_i(\mathcal{M}) b_i^+(\mathcal{M}) - v_i(\mathcal{M}) b_{\tilde i}(\mathcal{M}) \qquad (6)$$

$$\beta_i(\mathcal{M})|\mathcal{M}\rangle = 0 \quad \text{для всех } i .$$

Здесь как операторы рождения $b_i^+(\mathcal{M})$ и уничтожения $b_i(\mathcal{M})$ фермионов, так и амплитуды $u_i(\mathcal{M})$, $v_i(\mathcal{M})$ нужно определять при каждом значении углового момента. При сделанном предположении все средние от физических операторов по состоянию $|\mathcal{M}>$ можно записать в виде следов с элементами обобщенной матрицы плотности /3/, которая и является, следовательно, искомой величиной.

Система уравнений (I) достаточна для нахождения всех элементов матрицы плотности. Однако размерность этой нелинейной системы настолько велика, что ее точное численное решение в настоящее время невозможно. Оно эквивалентно по своей сложности решению уравнений зависящего от времени метода Хартри-Фока-Боголюбова с процедурой самосогласования при каждом значении углового момента.

Проще поддается приближенному анализу система уравнений, образованная из (I) и уравнений

$$\frac{d}{d\mathcal{M}}<\mathcal{M}|[\hat{A},\mathcal{H}-h(\vec{I}^2)]|\mathcal{M}>=0 \qquad (7)$$

$$\frac{d^2}{d\mathcal{M}^2}<\mathcal{M}|[\hat{A},\mathcal{H}-h(\vec{I}^2)]|\mathcal{M}>=0. \qquad (8)$$

Это также нелинейная система связанных уравнений относительно элементов матрицы плотности $\rho_{ij}^{(0)}(\sigma_{ij}^{(0)})$ и ее производных ρ'_{ij}, ρ''_{ij}. Можно убедиться, однако, что уравнения (7) и (8) линейны по старшим производным. (7) линейно по ρ' (но нелинейно по $\rho^{(0)}$), (8) линейно относительно ρ'' (но нелинейно по ρ' и $\rho^{(0)}$). Поэтому эти уравнения можно разрешить относительно старших производных при помощи стандартных методов диагонализации матриц.

В дальнейшем мы отказываемся от полного самосогласования и не будем определять операторы $b_i^+(\mathcal{M})$ и $b_i(\mathcal{M})$ при каждом

значении $\mathcal{M}$, считая, что одночастичные состояния мало изменяются со спином. При этом существенными параметрами остаются параметр щели и влияющие на спаривание перенормированные одночастичные энергии. Ясно, что такая процедура имеет ограниченную область применения и не подходит для изучения эффектов пересечения полос с разной квазичастичной структурой.

Одночастичные энергии и матричные элементы, входящие в коэффициенты анализируемых нами уравнений, мы считаем в аксиально-симметричном базисе, полученном в модели с потенциалом Саксона-Вудса /4/.

Элементы матрицы плотности $\rho_{ij}^{(0)}\equiv v_j^2(\mathcal{M})\delta_{ij}$ $(\sigma_{ij}^{(0)}\equiv -u_j(\mathcal{M})v_j(\mathcal{M})\delta_{ij})$ определим из уравнений (I), записав их в терминах β-операторов и фиксируя оператор $\hat{A}=\beta_j^+\beta_{\tilde{j}}^+$

$$-2\tilde{\varepsilon}_j(\mathcal{M})u_j(\mathcal{M})v_j(\mathcal{M}) + \Delta(\mathcal{M})(u_j^2(\mathcal{M})-v_j^2(\mathcal{M}))=0. \qquad (9)$$

Здесь $\Delta(\mathcal{M})\doteq G<\mathcal{M}|P|\mathcal{M}>$ – параметр щели, а $\tilde{\varepsilon}_j(\mathcal{M})$ – перенормированные из-за вращения одночастичные энергии:

$$\tilde{\varepsilon}_j(\mathcal{M})=\varepsilon_j-\lambda(\mathcal{M})-\varkappa_{20}q_{jj}^{20}<\mathcal{M}|\tilde{Q}_{20}|\mathcal{M}>. \qquad (10)$$

При таком выборе оператора $\hat{A}$ из (9) получаем обычные выражения для зависящих от углового момента u, v – амплитуд

$$\left.\begin{array}{c}u_j^2(\mathcal{M})\\ v_j^2(\mathcal{M})\end{array}\right\}=\frac{1}{2}\left(1\pm\frac{\tilde{\varepsilon}_j(\mathcal{M})}{[\tilde{\varepsilon}_j^2(\mathcal{M})+\Delta^2(\mathcal{M})]^{1/2}}\right). \qquad (11)$$

Дальше приводим явный вид уравнений (7) и (8) в терминах β – операторов, выбирая подходящим образом $\hat{A}$, чтобы получить все нужные матричные элементы ρ' и ρ''.

Так, при $\hat{A}=\beta^{+}_{j}\beta^{+}_{i}\ (i,j>0,\ i\neq j)$ из (7) имеем

$$\rho'_{ij} - \frac{u^{(-)}_{ij}}{\tilde{E}_{ij}}\Big\{\frac{1}{2}\sum_{\mu}\varkappa_{2\mu}\langle\mu|\tilde{Q}_{2\mu}|\mu\rangle\sum_{\text{вс.}\,m}\Big[\rho'_{im}q^{2\mu}_{mj}\frac{V^{(-)}_{im}}{u^{(-)}_{im}}(1-\delta_{mj}) +$$

$$+ q^{2\mu}_{im}\rho'_{mj}\frac{V^{(-)}_{im}}{u^{(-)}_{jm}}(1-\delta_{im})\Big] + \text{эрм. сопр.} +$$

$$+ \Omega(\mu)\sum_{\text{вс.}\,m}\Big[\rho'_{im}j^{x}_{mj}\frac{V^{(+)}_{jm}}{u^{(-)}_{im}} - j^{x}_{im}\rho'_{mj}\frac{V^{(+)}_{im}}{u^{(-)}_{jm}}\Big] =$$

$$= -\frac{1}{\mathcal{J}(\mu)}\frac{u^{(-)2}_{ij}}{\tilde{E}_{ij}}j^{x}_{ij}. \qquad \text{(I2)}$$

Здесь $\tilde{E}_{ij}=\tilde{E}_{i}(\mu)+\tilde{E}_{j}(\mu)$, где $\tilde{E}_{i}(\mu)$ обозначает перенормированную квазичастичную энергию состояния i

$$\tilde{E}_{i}(\mu)=\tilde{\varepsilon}_{j}(\mu)\big(u^{2}_{j}(\mu)-v^{2}_{j}(\mu)\big)+2\Delta(\mu)u_{j}(\mu)v_{j}(\mu)=$$

$$=\big[\tilde{\varepsilon}^{2}_{j}(\mu)+\Delta^{2}(\mu)\big]^{1/2},$$

j^{x}_{ij} – одночастичные матричные элементы компоненты I_x оператора углового момента. В (I2) и в дальнейшем мы пользуемся обозначениями

$$u^{(\pm)}_{ij}=u_{i}(\mu)v_{j}(\mu)\pm u_{j}(\mu)v_{i}(\mu)$$

$$V^{(\pm)}_{ij}=u_{i}(\mu)u_{j}(\mu)\pm v_{i}(\mu)v_{j}(\mu). \qquad \text{(I3)}$$

Параметры $\Omega(\mu)$ и $\mathcal{J}(\mu)$ $\left(\frac{1}{\mathcal{J}(\mu)}\equiv\frac{d\,\Omega(\mu)}{d\mu}\right)$, которые появились в (I2), имеют смысл угловой скорости вращения и момента инерции ядра, соответственно.

Уравнения (8) довольно громоздки. Мы приводим их при $\hat{A}=\beta^{+}_{j}\beta^{+}_{i}$ $(i,j>0)$:

$$\rho''_{ij} - \frac{u^{(+)}_{ij}}{2\tilde{E}_{ij}}\Big\{\sum_{\mu}\varkappa_{2\mu}\langle\mu|\tilde{Q}_{2\mu}|\mu\rangle\sum_{\text{вс.}\,m}\Big[\rho''_{jm}q^{2\mu}_{mi}\frac{V^{(+)}_{im}}{u^{(+)}_{jm}}(1-\delta_{im}) +$$

$$+ q^{2\mu}_{jm}\rho''_{mi}\frac{V^{(-)}_{jm}}{u^{(+)}_{im}}(1-\delta_{jm})\Big] + \text{эрм. сопр.} +$$

$$+ \Omega(\mu)\sum_{\text{вс.}\,m}\Big[-\rho''_{jm}j^{x}_{mi}\frac{V^{(+)}_{im}}{u^{(+)}_{jm}} + j^{x}_{jm}\rho''_{mi}\frac{V^{(+)}_{jm}}{u^{(+)}_{im}}\Big]\Big\} - \qquad \text{(I4)}$$

$$-\frac{1}{2}\sum_{\mu=0,\pm2}\varkappa_{2\mu}\big(q^{2\mu}_{ij}+q^{2\mu *}_{ji}\big)\frac{u^{(+)2}_{ij}}{2\tilde{E}_{ij}}Q''_{2\mu}(\mu) - \frac{u^{(+)}_{ii}}{4\tilde{E}_{i}(\mu)}V^{(-)}_{ii}\delta_{ij}\Delta''(\mu) -$$

$$-\frac{u^{(+)2}_{ii}}{4\tilde{E}_{i}(\mu)}\delta_{ij}\lambda''(\mu) = V^{(-)}_{ij}\sum_{\text{вс.}\,k}\frac{\rho'_{ik}\rho'_{kj}}{u^{(-)}_{ik}u^{(-)}_{jk}} + \frac{1}{\mathcal{J}(\mu)}\frac{u^{(+)}_{ij}}{\tilde{E}_{ij}}\sum_{\text{вс.}\,m}\Big[\rho'_{jm}j^{x}_{mi}\frac{V^{(+)}_{im}}{u^{(-)}_{jm}} +$$

$$+ j^{x}_{jm}\rho'_{mi}\frac{V^{(+)}_{jm}}{u^{(-)}_{im}}\Big] - \frac{u^{(+)}_{ij}}{2\tilde{E}_{ij}}\Big\{\sum_{\mu}\varkappa_{2\mu}\langle\mu|\tilde{Q}_{2\mu}|\mu\rangle\sum_{\text{вс.}\,(m,k)}\Big[A^{ij}_{mk}\rho'_{jk}\rho'_{km}q^{2\mu}_{mi}(1-\delta_{im}) +$$

$$+ A^{ji}_{km}q^{2\mu}_{jk}\rho'_{km}\rho'_{mi}(1-\delta_{jk})\Big] + \text{эрм. сопр.}\Big\} +$$

$$+ \Omega(\mu)\frac{u^{(+)}_{ij}}{2\tilde{E}_{ij}}\sum_{\text{вс.}\,(m,k)}\Big[-B^{ij}_{mk}\rho'_{jk}\rho'_{km}j^{x}_{mi} + B^{ji}_{km}j^{x}_{jk}\rho'_{km}\rho'_{mi}\Big]$$

$$- \Omega''(\mu)\frac{u^{(+)}_{ij}u^{(-)}_{ij}}{\tilde{E}_{ij}}j^{x}_{ij}.$$

В (I4) мы ввели следующие обозначения:

$$Q''_{2\mu}(\mu)\equiv\frac{d^{2}\langle\mu|\tilde{Q}_{2\mu}|\mu\rangle}{d\mu^{2}} = 2\sum_{\text{вс.}\,(ij)}q^{2\mu}_{ij}\rho''_{ji}$$

$$\Delta''(\mu)\equiv\frac{d^{2}}{d\mu^{2}}\Delta(\mu) = G\sum_{k>0}\frac{V^{(-)}_{kk}}{u_{k}(\mu)v_{k}(\mu)}\rho''_{kk} - G\sum_{(s,k)>0}\frac{|\rho'_{sk}|^{2}+|\rho'_{s\bar{k}}|^{2}}{u^{(+)2}_{sk}u_{s}(\mu)v_{s}(\mu)}, \qquad \text{(I5)}$$

$$A^{ij}_{mk} = \frac{v^{(-)}_{im}\, v^{(-)}_{jm}}{u^{(+)}_{jm}\, u^{(-)}_{jk}\, u^{(-)}_{mk}}, \qquad B^{ij}_{mk} = \frac{v^{(+)}_{im}\, v^{(-)}_{jm}}{u^{(+)}_{jm}\, u^{(-)}_{jk}\, u^{(-)}_{mk}}.$$

При записи уравнений мы пропустили индексы n (для нейтронов) и p (для протонов), так как уравнения для n и p идентичны по форме. Однако, из-за наличия np – компонент в квадруполь-квадрупольном взаимодействии H_{QQ}, уравнения для протонной и нейтронной подсистем зацепляются и везде под $\langle \mathcal{M} | \tilde{Q}_{2\mu} | \mathcal{M} \rangle$ нужно понимать сумму $\langle \mathcal{M} | \tilde{Q}_{2\mu}(n \text{ или } p) | \mathcal{M} \rangle + \gamma_\mu \langle \mathcal{M} | \tilde{Q}_{2\mu}(p \text{ или } n) | \mathcal{M} \rangle$.

Рассмотрим способы решения уравнений (I2) и (I4). Уравнения (I2) решаем относительно ρ'_{ij} при следующих предположениях: а) считаем элементы $\rho^{(0)}, \sigma^{(0)}$, входящие в эти уравнения, уже известными из (9); б) момент инерции $\mathcal{J}(\mathcal{M})$ определяем из условия/2/: $Tr(I_x \rho') = -1$ $\left(\sum_{ij} j^x_{ij} \rho'_{ji} = -1 \right)$; в) при не очень больших значениях углового момента, когда коллективные параметры еще не слишком изменились, пренебрегаем всеми членами типа $\sum_\mu \varkappa_{2\mu} \langle \mathcal{M} | \tilde{Q}_{2\mu} | \mathcal{M} \rangle \left(\sum_{m \neq i} a^{ij}_m q^{2\mu}_{im} \rho'_{mj} \right)$ и $\Omega(\mathcal{M}) \sum_m b^{ij}_m j^x_{im} \rho'_{mj}$. Тогда из (I2) находим:

$$\rho'_{ij} = -\frac{1}{\mathcal{J}(\mathcal{M})}\, j^x_{ij}\, \frac{u^{(-)2}_{ij}}{E_{ij}}. \qquad (I2\ )$$

Уравнения (I4) разрешаем относительно ρ''_{ij} при аналогичных предположениях, а именно: а) считаем $\rho^{(0)}$ и ρ' в них уже известными из (II) и (I2), соответственно; б) пренебрегаем всеми членами типа $\sum_\mu \varkappa_{2\mu} \langle \mathcal{M} | \tilde{Q}_{2\mu} | \mathcal{M} \rangle \left(\sum_{m \neq i} a^{ij}_m q^{2\mu}_{im} \rho''_{mj} \right)$, $\Omega(\mathcal{M}) \left(\sum_m b^{ij}_m j^x_{im} \rho''_{mj} \right)$.

Однако, даже при таких упрощениях уравнения на ρ'' остаются довольно громоздкими. Мы воспользуемся тем, что физическим интересом представляют величины $Q''_{2\mu}(\mathcal{M})$ и $\Delta''(\mathcal{M})$ (см. ф-лы (I5)), а не отдельные матричные элементы ρ'', и модифицируем систему (I4) с тем, чтобы определять непосредственно $Q''(\mathcal{M})$ и $\Delta''(\mathcal{M})$. Модификация оказывается возможной при выбранном нами остаточном взаимодействии (2). Для этого нужно умножить (I4) последовательно на $q^{20}_{ji}, q^{22}_{ji}, \frac{2 v^{(-)}_{ii}}{u^{(+)}_{ii}} \delta_{ij}$, просуммировать по i, j и воспользоваться равенствами (I5). Полученные уравнения естественно дополнить условием

$$\frac{d^2}{d\mathcal{M}^2} \langle \mathcal{M} | \hat{N} | \mathcal{M} \rangle = 0 \qquad \left(\sum_{i>0} \rho''_{ii} = 0 \right),$$

которое определяет $\lambda''(\mathcal{M})$. В результате имеем систему

$$\sum_{j=1}^{6} a_{ij} x_j = b_i \qquad (i = 1, \dots 6) \qquad (I6)$$

с неизвестными $\{ x_j \} = \left(Q''_{20}(n), \lambda''_n, \Delta''_n, Q''_{20}(p), \lambda''_p, \Delta''_p \right)$

и еще два уравнения:

$$\sum_{m=1}^{2} c_{em} y_m = d_e \qquad (l = 1, 2) \qquad (I7)$$

с неизвестными $y_1 = Q''_{22}(n)$ и $y_2 = Q''_{22}(p)$. Конкретный вид коэффициентов систем (I6) и (I7) приводим в Приложении.

Уравнения (I6)-(I7) при $\mathcal{M} \neq 0$ мы решаем следующим образом:

I) зная матричные элементы от операторов спаривания и $Q_{2\mu}$ при $\mathcal{M} = 0$, из (I6) и (I7), находим первые ненулевые производные, т.е. $\Delta''_n, \Delta''_p, Q''_{2\mu}(n), Q''_{2\mu}(p), \lambda''_n, \lambda''_p$.

2) затем интегрируем численно и по значениям средних при $\mathcal{M}=0$ и вторых производных находим $\Delta(\mathcal{M}), \lambda(\mathcal{M}), \langle\mathcal{M}|Q_{2\mu}|\mathcal{M}\rangle$ при $\mathcal{M}\neq 0$;

3) с полученными интегральными величинами перенормируем одночастичные энергии (см. формулу (I0)) и находим значения u, v амплитуд и ρ' при $\mathcal{M}\neq 0$. Все эти величины подставляем в уравнения (I6)-(I7) и определяем производные Δ'', Q'', λ'' в точке $\mathcal{M}\neq 0$. Дальше по этим новым значениям производных и по значениям средних в т. $\mathcal{M}\neq 0$, интегрируя численно, находим средние $\Delta(\mathcal{M}'), \lambda(\mathcal{M}'), \langle\mathcal{M}'|Q_{2\mu}|\mathcal{M}'\rangle$ в следующей точке и повторяем всю процедуру. Величина $\delta=\mathcal{M}'-\mathcal{M}$ является шагом интегрирования.

Таким образом, сочетая решение уравнений (I), (7) и (8) при описанных выше приближениях с методами численного интегрирования, нам удалось построить практически используемую схему для определения изменения существенных коллективных параметров ядра со спином. Эта схема была применена в работе /2/ для определения параметров деформируемости и спаривания вращающегося ядра при $\mathcal{M}=0$. В цитируемой работе были численно решены уравнения (I2), (I6) и (I7) для ряда ядер редкоземельной области и проведен анализ полученных результатов. Сравнение теоретических оценок с известными экспериментальными данными показало пригодность предлагаемой схемы для описания неадиабатических поправок к матричным элементам мультипольных операторов при не очень больших значениях спина. Решения уравнений (9), (I2), (I6) и (I7) для случая $\mathcal{M}\neq 0$ будут опубликованы в следующей работе.

В заключение приношу искреннюю благодарность И.Н.Михайлову и Д.Караджову за помощь при разработке ряда вопросов, поднятых в работе.

Литература:

1. И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Д.Караджов, обзор ЭЧАЯ, т.4, вып.2, (1973), 3II.
2. Д.Караджов, И.Н.Михайлов, Й.Пиперова, ЯФ, т.2I, вып.5, 964, (1975).
3. Н.Н.Боголюбов, ДАН СССР, II9, 224 (1958).
4. Ф.И.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов, ЭЧАЯ, т.4, вып.2, 357 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1975 года.