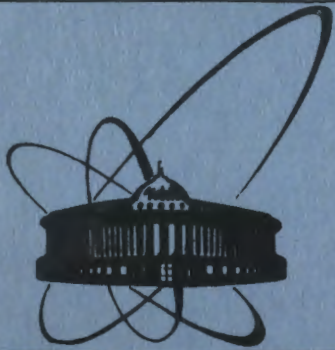


27/11-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1161/84

P4-83-799

З.Лоевски*, И.Н.Михайлов, К.Поморски *

СВЯЗЬ РОТАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ
С КОЛЕБАНИЯМИ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ
 $\lambda = 2$ И $\lambda = 4$,
СОХРАНЯЮЩИМИ АКСИАЛЬНУЮ СИММЕТРИЮ

Направлено в "Zeitschrift für Physik"

* Институт физики при Университете М.Кюри-Склодовской,
Люблин, ПНР

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Неадиабатические эффекты, вызванные связью между ротационными и вибрационными степенями свободы, в настоящее время хорошо известны ^{/1/}. В большинстве статей, посвященных ядерному вращению, проблема рассматривается как статическая задача: форма ядра считается постоянной во времени в системе координат, вращающейся вместе с ядром, и соответствует минимуму энергии. Такой квазистатический подход используется при расчете момента инерции основной ротационной полосы ядер /смотри, например, ^{/2-4/} или возбужденных полос ^{/5,6/}. Та же физическая картина вращения принимается в расчетах, выполненных в рамках метода Хартри-Фока /ХФ/ или Хартри-Фока-Боголюбова /ХФБ/ ^{/7-10/}. Для более последовательного учета неадиабатических эффектов необходимо учитывать нулевые колебания вибрационных степеней свободы. Эффективный метод их учета состоит в проектировании полного конфигурационного пространства ядерных координат на более узкое пространство переменных, соответствующих тем степеням свободы, которые наиболее сильно связаны с вращением. Возможность проектирования полного гамильтониана на пространство состояний нескольких ротационных полос рассматривалась в ^{/11,12/}. Приведение задачи к практически разрешимому виду может быть достигнуто путем ограничения числа коллективных переменных как в методе взаимодействующих бозонов /с более или менее произвольной подгонкой параметров коллективного гамильтониана/, так и в коллективной модели Бора, в которой коллективный гамильтониан определяется на основе метода принудительного движения. В этой работе мы следуем последнему подходу к изучению неадиабатических эффектов в ядрах редкоземельных элементов $Z = 62-68$, в которых такие эффекты оказываются заметными даже при небольших значениях спина. Существует эмпирическая информация о том, что γ -вибрационная степень свободы в указанных ядрах не играет существенной роли. Поэтому в этой работе учтены лишь те колебательные моды, которые сохраняют аксиальную симметрию: квадрупольная и гексадекапольная моды. Ограничения со стороны мощности ЭВМ заставили нас отказаться и от учета связи вращения с коллективными парными вибрациями.

В разделе 2 обсуждается метод расчета и выбор параметров, в 3 представлены результаты вычислений, а в разделе 4 - основные выводы исследований.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В рамках приближения Борна-Оппенгеймера одночастичное и коллективное движения в ядрах являются независимыми. Полная волновая функция ядра зависит от одночастичных (x) и коллективных (q) переменных и может быть записана в адиабатическом пределе ^{/13/} как произведение коллективной (Φ) и внутренней (χ) волновых функций:

$$\Psi_\alpha(q, x) = \Phi_\alpha(q) \chi(x; q). \quad /1/$$

Мы полагаем, что гамильтониан равен сумме коллективного гамильтониана, действующего на переменные (q), и внутреннего гамильтониана, действующего на переменные (x) и параметрически зависящего от коллективных переменных:

$$\hat{H}(q, x) = \hat{H}_{coll}(q) + \hat{H}_{int}(x; q). \quad /2/$$

В данной работе \hat{H}_{int} принимается равным сумме одночастичных нильссоновских гамильтонианов с квадрупольной (ϵ) и гексадекапольной (ϵ_4) деформацией и члена, описывающего парные корреляции. Коллективный гамильтониан имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{coll} = & -\frac{\hbar^2}{2D} \left[\frac{\partial}{\partial \epsilon} \frac{B_{\epsilon_4 \epsilon_4}}{D} \frac{\partial}{\partial \epsilon} - \frac{\partial}{\partial \epsilon} \frac{B_{\epsilon \epsilon_4}}{D} \frac{\partial}{\partial \epsilon_4} - \right. \\ & \left. - \frac{\partial}{\partial \epsilon_4} \frac{B_{\epsilon_4 \epsilon}}{D} \frac{\partial}{\partial \epsilon} + \frac{\partial}{\partial \epsilon_4} \frac{B_{\epsilon \epsilon}}{D} \frac{\partial}{\partial \epsilon_4} \right] + \\ & + \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) + V(\epsilon, \epsilon_4), \end{aligned} \quad /3/$$

где $D = |B_{\epsilon \epsilon} B_{\epsilon_4 \epsilon_4} - B_{\epsilon \epsilon_4}^2|^{1/2}$. Потенциал $V(\epsilon, \epsilon_4)$ нашли, следуя методу оболочечной поправки Струтинского, используя параметризацию, описанную в ^{/4/}. Функции $B_{\epsilon_1 \epsilon_j}(\epsilon, \epsilon_4)$ представляют собой

коллективные массовые параметры, а $J(\epsilon, \epsilon_4)$ - момент инерции ядра и находятся при помощи метода принудительного вращения ^{/12, 15/}. Гамильтониан ^{/3/} эрмитов, элемент объема равен $dg = D \cdot d\epsilon d\epsilon_4$. Коллективные функции Φ_α в ^{/1/} являются собственными функциями коллективного гамильтониана:

$$\hat{H}_{coll}(\epsilon, \epsilon_4) \Phi_{I, n}(\epsilon, \epsilon_4) = e_{I, n} \Phi_{I, n}(\epsilon, \epsilon_4). \quad /4/$$

Символ I обозначает угловой момент состояния, n представляет другие квантовые числа, в том числе имеющие смысл наиболее вероятного числа квадрупольных и гексадекапольных фононов. Задача на собственные функции и собственные значения ^{/4/} решалась путем диагонализации \hat{H}_{coll} в базе собственных функций двумерного гармонического осциллятора с потенциалом, наилучшим образом аппроксимирующим коллективный потенциал в окрестности минимума:

$$V_I(\epsilon, \epsilon_4) = V(\epsilon, \epsilon_4) + \frac{\hbar^2}{2J(\epsilon, \epsilon_4)} I(I+1). \quad /5/$$

Число базисных фоновых состояний подбиралось так, чтобы результаты зависели от него слабо. Собственные значения $e_{I,0}$ определяют спектр основной ротационной полосы, а функции

$$w_I(\epsilon, \epsilon_4) = |\Phi_{I,0}|^2 D \quad /6/$$

равны плотности вероятности нахождения ядра с деформацией ϵ, ϵ_4 в состоянии основной ротационной полосы. Эти функции описывают эффекты связи вращения и колебаний.

Зная $w_I(\epsilon, \epsilon_4)$, можно найти среднее значение параметра мультипольной деформации (ϵ_λ^{dyn}) или мультипольный момент:

$$Q_\lambda^{dyn} = \int Q_\lambda(\epsilon, \epsilon_4) w_I(\epsilon, \epsilon_4) d\epsilon d\epsilon_4, \quad /7/$$

где $Q_\lambda(\epsilon, \epsilon_4)$ - оператор статического мультипольного момента /4/.

Описанная модель, безусловно, значительно проще общей модели Бора, она, в частности, не применима для описания сферических ядер, но сделанные упрощения позволяют включить в описание гексадекапольные моды колебаний.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Численный анализ проводился для легких редкоземельных ядер: $Z = 62-68$, которые расположены между переходными и хорошо деформированными ядрами. Из-за мягкости потенциала /5/ в этих ядрах можно ожидать значительных динамических эффектов. В то же время большое значение равновесной квадрупольной деформации (ϵ_{eq}) гарантирует применимость нашего подхода.

Параметры, входящие в коллективный гамильтониан, найдены в результате расчета поверхностной потенциальной энергии $V(\epsilon, \epsilon_4)$ по методу Струтинского и тензора массовых параметров по методу принудительного движения. Потенциал Нильссона плюс монополярное спаривание генерируют квазичастичный спектр ядра. Параметры одночастичного потенциала выбраны согласно /14/ для $A=165$. Остальные параметры и детали расчета являются стандартными /см. /14/ /. На рис.1 приводятся результаты сравнения рассчитан-

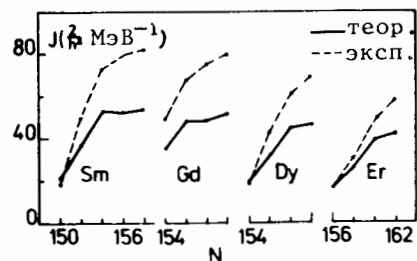


Рис.1. Теоретические значения моментов инерции при равновесных деформациях в сравнении с экспериментальными данными.

ных моментов инерции при равновесной деформации с экспериментальными данными /см. /2,3/ /. Теоретические оценки на 20-30% меньше соответствующих экспериментальных значений, что является типичным для таких расчетов. Инерциальные параметры $B_{\epsilon\epsilon}$, $B_{\epsilon\epsilon_4}$, $B_{\epsilon_4\epsilon_4}$, а также момент инерции J ядра ^{160}Er представлены на рис.2 в зависимости от ϵ, ϵ_4 . Вместе с $V(\epsilon, \epsilon_4)$ /см. рис.3/ эти величины являются входными данными для решения уравнения Шредингера с коллективным гамильтонианом. Значение $V(\epsilon, \epsilon_4)$ на границе области деформации, указанной на рис.3, примерно на 5 МэВ больше, чем в точке минимума, что является достаточным при определении характеристик основного состояния. Вычисления показывают, что момент инерции J , найденный по методу принудительного вращения, оказывается слишком малым для правильного описания интервалов энергии между состояниями основной полосы. Для воспроизведения спектра основной полосы все инерционные параметры были умножены на общий фактор, равный 1,7. При такой модификации гамильтониана сохраняются свойства симметрии тензора инерциальных параметров /16/. Сходное наблюдение о необходимости увеличения массовых параметров высказано в /16,17/, где аналогичный фактор варьируется в интервале 2-3 /того же эффекта можно достичь, уменьшая силовую константу парных корреляций/. Разница между ренормализующими факторами в нашей работе и в /17/ может быть отнесена на счет различий в моделях: здесь учитывается гексадекапольная деформация, в /17/ - γ -вибрационная степень свобод-

ды. Плотность вероятности для деформаций $w_I(\epsilon, \epsilon_4)$ /см. формулу /6// ядра ^{160}Er приведена на рис.4 при четырех значениях углового момента. Видно, что распределение вероятностей меняется вместе со спином, так что наиболее вероятная деформация смещается в сторону больших по абсолютному значению отрицательных деформаций ϵ_4 .

Сравнение рассчитанных энергий состояний основных полос в ядрах $Z = 62-68$ с экспериментальными данными проводится на рис.5. Описание экспериментальных спектров при небольших спинах оказывается достаточно хорошим, однако при увеличении спина расхождение между теорией и экспериментом увеличивается. Расчет ограничен $I \leq 12$, поскольку при больших спинах становится важным эффект кориолисова антиспаривания. Теоретические оценки электрического квадрупольного (Q_2) и гексадекапольного (Q_4) моментов представлены на рис.6. Связь между ϵ, ϵ_4 , использованная при расчете Q_2, Q_4 , соответствует модели жидкой капли.

Рассчитанные значения Q_2 и Q_4 находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными из /18,19/. Наши оценки уступают оценкам, данным в /13/, поскольку мы не принимали во внимание условия согласования по деформации при расчете оболочечной поправки Струтинского.

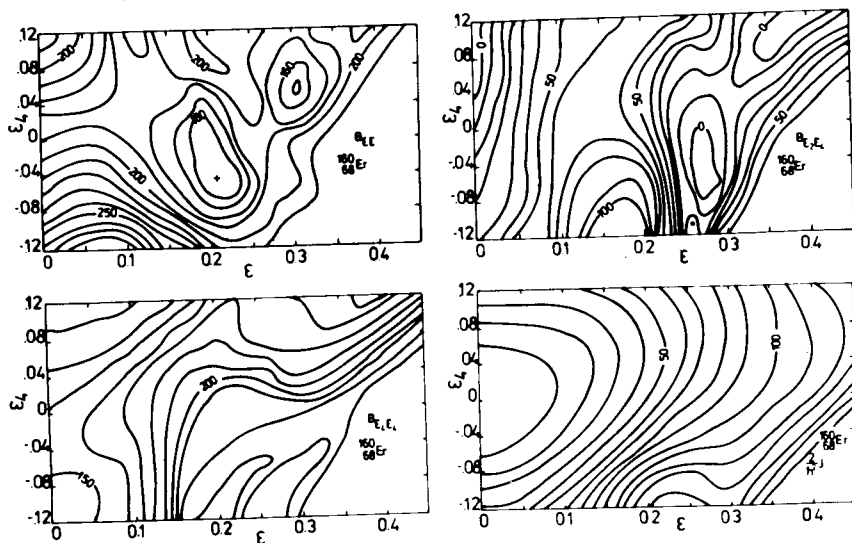


Рис.2. Карты инерционных функций $V_{\epsilon\epsilon}$, $V_{\epsilon\epsilon_4}$, $V_{\epsilon_4\epsilon_4}$ и момента инерции J , найденных по методу принудительного движения, для ядра ^{160}Er . Интервал между линиями - $10 \text{ h}^2 / \text{МэВ}$.

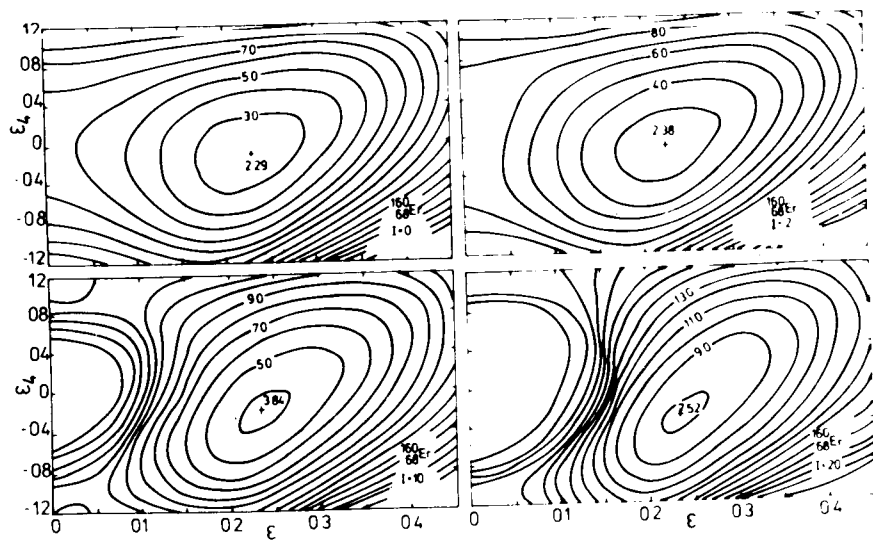


Рис.3. Поверхности потенциальной энергии для ^{160}Er при значениях углового момента $I = 0, 2, 10$ и 20 . Интервал - 1 МэВ .

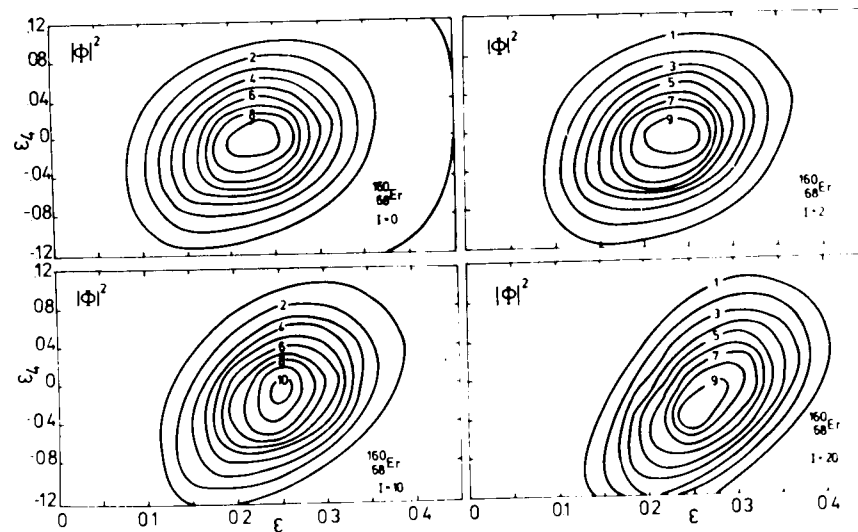


Рис.4. Коллективная функция распределения $w_I(\epsilon, \epsilon_4)$ для ядра ^{160}Er в бесфоновых состояниях при $I = 0, 2, 10$ и 20 .

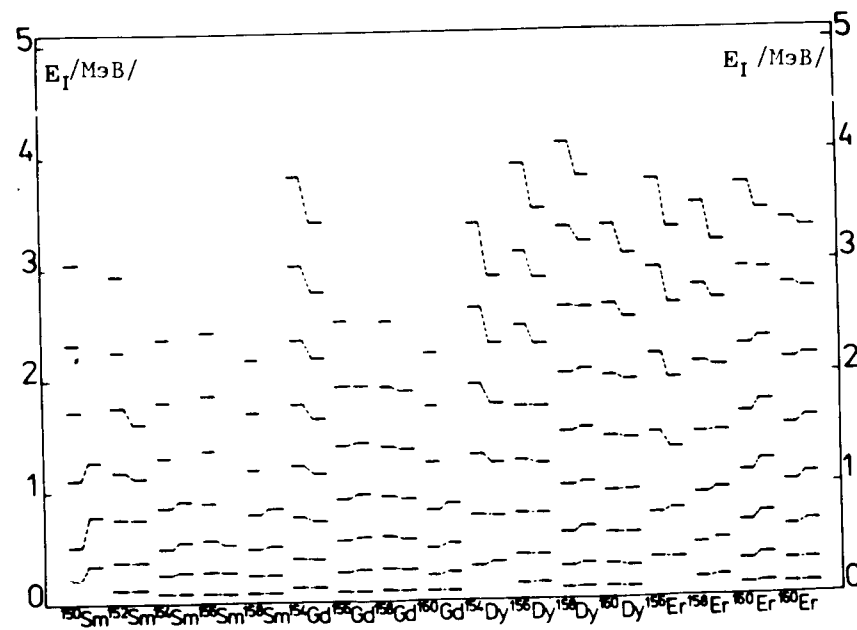


Рис.5. Ротационные уровни, найденные в рамках динамической модели, в сравнении с их экспериментальными значениями. В каждом столбике слева приведены расчетные, справа - экспериментальные данные.

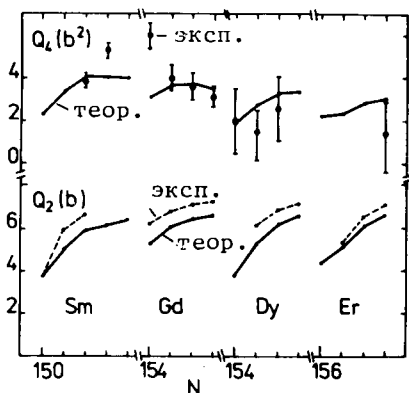
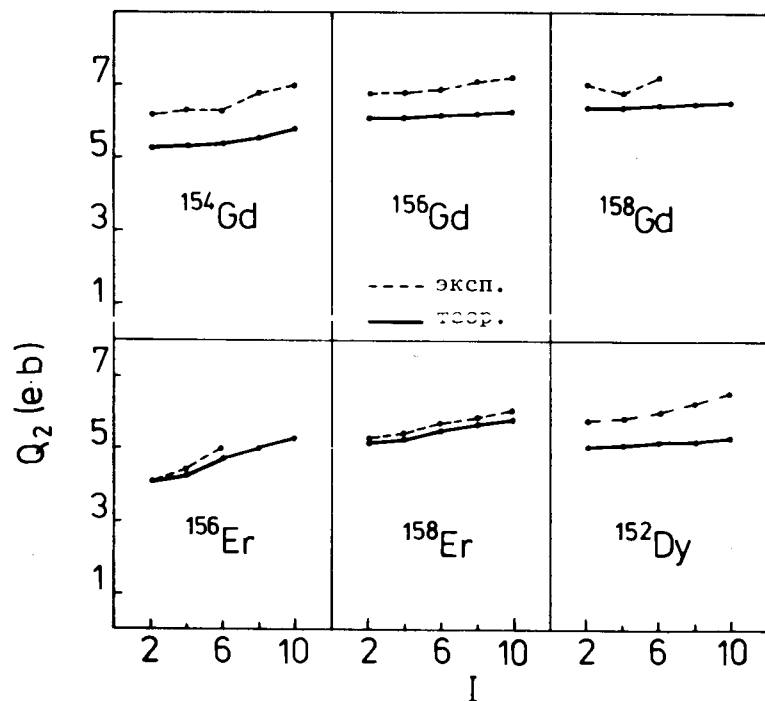


Рис.6. Теоретические оценки электрического квадрупольного Q_2^{dyn} и гексадекапольного Q_4^{dyn} моментов и их экспериментальные значения.

Рис.7. Динамический квадрупольный момент заряда для различных состояний основной ротационной полосы ядер в сравнении с экспериментальными данными.



Как видно из рис.4, распределение вероятности для деформаций ($w_I(\epsilon, \epsilon_4)$) существенно изменяется со спином. Соответствующие изменения электрического момента Q_2 показаны на рис.7, где рассчитанные значения этой величины сравниваются с эмпирическими данными из /20, 21/. Видно, что наша модель воспроизводит наклон кривых для $Q_2(I)$. Неадиабатический параметр α , определяющий наклон, показан на рис.8 в сравнении с экспериментальными дан-

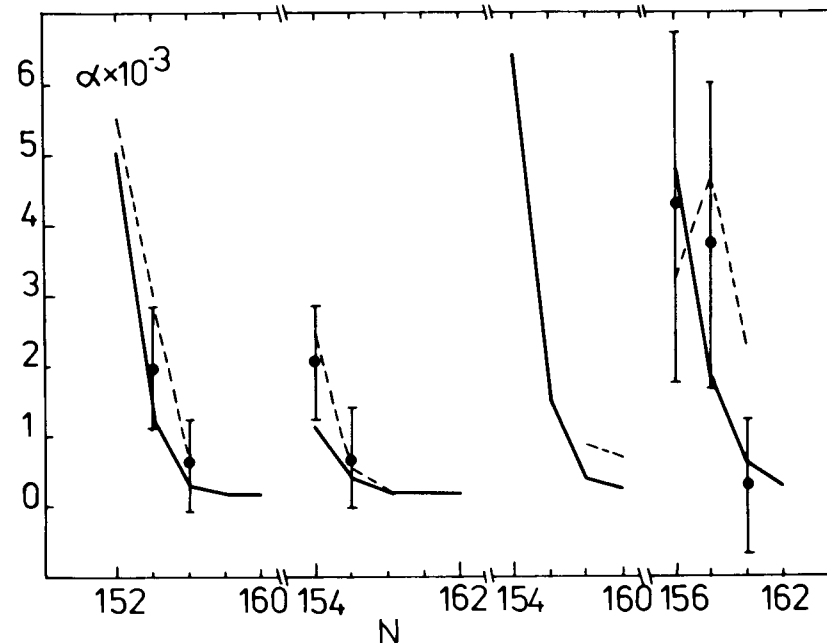


Рис.8. Параметр неадиабатичности α для основных полос. Сплошная линия - расчет по методу, описанному в данной работе; штриховая - расчет из /25/; точки - экспериментальные значения.

ными из /22-24/ и с результатами других вычислений /25/. Как видно, наша модель правильно воспроизводит изменения со спином в распределении заряда.

4. ВЫВОДЫ

Наши исследования приводят к следующим заключениям:

1. Квантовое описание коллективных колебаний и связи колебаний с вращением приводит к существенным изменениям в теоретических оценках спектра и распределения заряда.
 2. Для воспроизведения спектра необходимо вводить ренормирующий фактор в определение значений массовых параметров ядра /если пользоваться методом принудительного движения/.
 3. Введение единого для всех ядер и для всех массовых параметров фактора, ренормирующего тензор инерции, позволяет воспроизвести спектры основных полос ядер в области умеренных спинов и $B(E2)$ -факторы для переходов внутри основных полос.
- Один из авторов /З.Л./ выражает признательность дирекции ОИЯИ за гостеприимство и создание хороших условий для работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, N.Y., 1974, v.2.
2. Nilsson S.G., Prior O. Mat.Fys.Medd.Dan. Vid. Selsk., 1960, 32, No. 16.
3. Pomorski K. et al. Nucl.Phys., 1973, A205, p. 433.
4. Ragnarson I. et al. Nucl.Phys., 1974, A233, p. 329.
5. Krumlind J. Nucl.Phys., 1968, A121, p. 306.
6. Krumlind J. Nucl.Phys., 1971, A160, p.471.
7. Andersson G. et al. Nucl.Phys., 1976, A268, p. 205.
8. Benerjee B., Mang H.J., Ring P. Nucl.Phys., 1973, A215, p. 366.
9. Faessler A. et al. Nucl.Phys., 1976, A256, p. 106.
10. Goodman A.L. Nucl.Phys., 1974, A230, p. 466; 1976, A265, p. 113.
11. Sobiczewski A. Nucl.Phys., 1967, A93, p. 501; 1967, A96, p. 258.
12. Baran A., Sobiczewski A. Proc. Int. Conf. on Nucl.Interactions, Canberra, Australia, 1978.
13. Nerlo-Pomorska B., Pomorski K. Z.Phys., 1983, A309, p. 341.
14. Nilsson S.G. et al. Nucl.Phys., 1969, A131, p.1.
15. Pomorski K. Acta Phys.Polon., 1976, vol. B7, p. 595.
16. Rożozinski S.G. et al. Nucl.Phys., 1977, A292, p. 66.
17. Kumar K., Baranger M. Nucl.Phys., 1968, A110, p. 608; 1968, A112, p. 273; 1974, A231, p. 189.
18. Jared R.C., Nifenecker H., Thompson S.G. Proc. 3rd IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973. IAEA, Vienna, 1974, vol. 2.
19. Erb K.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p. 1010.
20. Johnson N.R. Proc. Int.Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, Mt. Fuji, 1982, p. 144.
21. Aberg S. XXI Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 1983.
22. Bochev B., Karamian S.A., Kutsarova T. physica scripta, 1972, vol.6, p. 243.
23. Nadjakov E., Oganessian Y.T. Nucl.Phys., 1976, A267, p.344.
24. Bochev B. et al. Nucl.Phys., 1977, A282, p. 159.
25. Nadjakov E. Nuclear Structure at High Spin. Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1983 года.

Лоевски З., Михайлов И.Н., Поморски К. P4-83-799
Связь ротационного движения с колебаниями мультипольности $\lambda = 2$ и $\lambda = 4$, сохраняющими аксиальную симметрию

Изучены неадиабатические эффекты, вызванные связью ротационного движения с колебательными степенями свободы. Коллективный гамильтониан, построенный в соответствии с принципами теории Бора, включает степени свободы, описывающие квадрупольные и гексадекапольные колебания, сохраняющие аксиальную симметрию среднего поля. Связь вращения и колебаний оказывается столь сильной, что для воспроизведения спектра состояний основной полосы приходится перенормировать массовые параметры, умножая их на фактор 1,7. Рассмотрены динамические эффекты при формировании электрического квадрупольного и гексадекапольного моментов. Получено хорошее описание экспериментальных данных, относящихся к параметру неадиабатичности α .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Lojewski Z., Mikhailov I.N., Pomorski K. P4-83-799
Coupling of the Rotational Motion with the Axial Vibrations of Multipolarity 2 and 4

The unadiabatic effects related to the coupling between the rotational and vibrational degrees of freedom are investigated. The collective Hamiltonian is constructed using the concepts of the Bohr theory and includes the degrees of freedom corresponding to the axial quadrupole and hexadecapole vibrations. The coupling of the nuclear vibrations with the rotational motion is so strong that one has to multiply the inertial parameters and the moment of inertia by the factor 1.7 in order to get the experimental energies spacing in the ground state bands. The dynamical effects to the electric quadrupole and hexadecapole moments are considered. The parameter of unadiabaticity α calculated within the model agrees well with the experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, Preprint of the Joint

Перевод авторов