

3/IX-79

3432/2-79



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

С341a
И - 265

P4 - 12399

А.В.Игнатюк, И.Н.Михайлов, Х.Л.Молина,
Р.Г.Назмитдинов, К.Поморски

ФОРМА НАГРЕТЫХ
БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР
(Результаты расчета)

1979

P4 - 12399

А.В.Игнатюк,¹ И.Н.Михайлов, Х.Л.Молина,
Р.Г.Назмитдинов, К.Поморски²

ФОРМА НАГРЕТЫХ
БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР
(Результаты расчета)

¹ Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР.

² Университет им. М.Склодовской-Кюри, Люблин, Польша.

Форма нагретых быстровращающихся ядер
/Результаты расчета/

На основе сформулированной ранее модели изучается форма быстровращающихся нагретых ядер. Выявлена характеристическая температура $t_{cr} = 1-1,2$ МэВ и энергия возбуждений $U_{cr} = 14-17$ МэВ, при которых оболочечные эффекты перестают играть существенную роль в определении формы вращающихся ядер. Определена область энергий возбуждения и угловых моментов, в которой возможны большие флуктуации формы. Получена оценка параметра плотности уровней при $t > t_{cr}$ для ядер редкоземельной области $a = A/11,5$ МэВ⁻¹.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Ignatyuk A.V. et al.

P4 - 12399

The model formulated in the preceding paper of the author is used here for studying the shape of the fast rotating heated nuclei. It is found that at the temperature $t \geq t_{cr} = 1-1.2$ MeV corresponding to the excitation energy $U \geq U_{cr} = 14-17$ MeV the shell effects do not affect the shape of rotating nuclei. The region of spins and the excitation energy is found in which one expects large shape fluctuations. At $t \geq t_{cr}$ the calculated value of the density of levels parameter is well reproduced by the formula $a = A/11.5$ MeV⁻¹.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей работе^{/1/} была сформулирована модель, позволяющая проследить за изменением формы быстровращающихся ядер при увеличении энергии возбуждения над ираст-линией. Она является синтезом моделей, использовавшихся в работах^{/2-4/} для анализа быстровращающихся холодных ядер, и статистического подхода к изучению структуры атомных ядер, систематически применявшегося ранее лишь в области ядерных состояний при небольших угловых моментах. В модели заложены предположения о том, что основная компонента энергии связи ядра может быть определена в рамках модели жидкой капли с инерционными свойствами тела, вращающегося как целое. Оболочечная поправка к энергии учитывается на основании модифицированного потенциала Нильсона^{/5/} с параметрами деформации и числами заполнения одночастичных состояний, зависящими от частоты вращения ω и температуры t . В^{/1/} описана процедура расчета, проделанного для ядер редкоземельной области, и показано близкое соответствие полученных результатов известным из предыдущих исследований примерам рассмотрения экстремальных ситуаций очень малых и очень больших температур.

В данной работе мы представляем результаты расчетов для промежуточных значений энергии возбуждения над ираст-линией для ядер редкоземельной области, а также сформулируем качественные выводы о структурных особенностях поведения статистических характеристик быстровращающихся нагретых ядер.

§1. ФОРМА И СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАГРЕТЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР

Как типичное в редкоземельной области мы подробно рассмотрим ядро ¹⁶⁰Yb. На рис. 1-3 представлены результаты расчетов эквипотенциальных поверхностей функций $F_R(\epsilon, \gamma; \omega, t)$, $F(\epsilon, \gamma; I, t)$ и энергии $E(\epsilon, \gamma; I, S)$. С точки зрения практических вычислений функция Гиббса-Раусса F_R

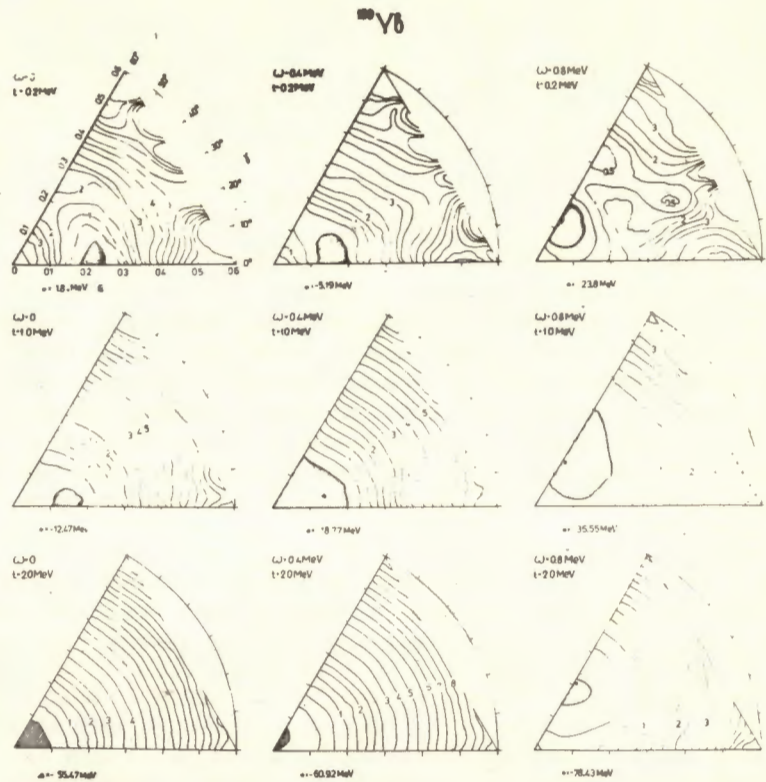


Рис.1. Карты эквипотенциальных поверхностей функции Раусса-Гиббса $F_R(\epsilon, \gamma; \omega, t)$ при различных значениях частоты вращения ω и температуры t ^{160}Yb . Точки на картах, окруженные заштрихованной областью, соответствуют при данном ω и t минимуму функции F_R^{\min} , численное значение которой указано под каждой из карт. Цифры на линиях с постоянным значением функции F_R определяют масштаб изменений данной функции, например, линия с цифрой 2 соответствует значению $F_R = F_R^{\min} + 2$ МэВ.

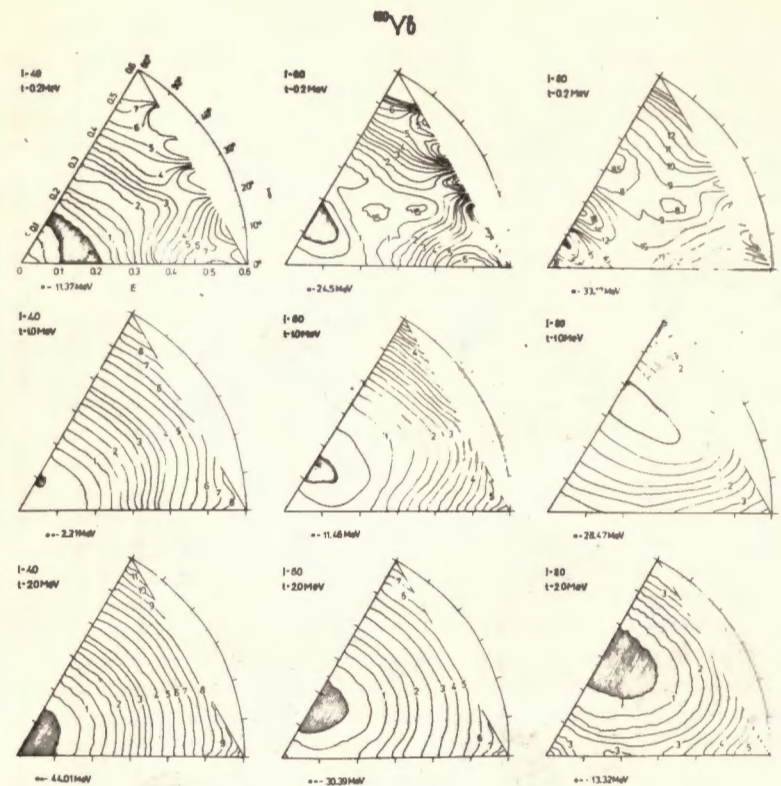


Рис.2. Карты эквипотенциальных поверхностей функции Гиббса $F(\epsilon, \gamma; I, t)$ при различных значениях углового момента I и температуры t ^{160}Yb . Точки, окруженные заштрихованной областью, соответствуют минимуму свободной энергии, значение которой указано под каждой из карт. Масштаб изменений функции $F(\epsilon, \gamma)$ указан на картах.

является наиболее простой. Однако переменные ω и t для ядер не являются измеряемыми величинами. Это скорее формальные математические переменные /лагранжевы множители/, введенные для того, чтобы обойти трудности при решении вариационной проблемы с дополнительными условиями. Переход к функциям $F(\epsilon, \gamma; I, t)$ и $E(\epsilon, \gamma; I, S)$ связан с интерполяционной процедурой пересчета от ω к фиксированному значению углового момента I и от t к фиксированному значению энтропии S .

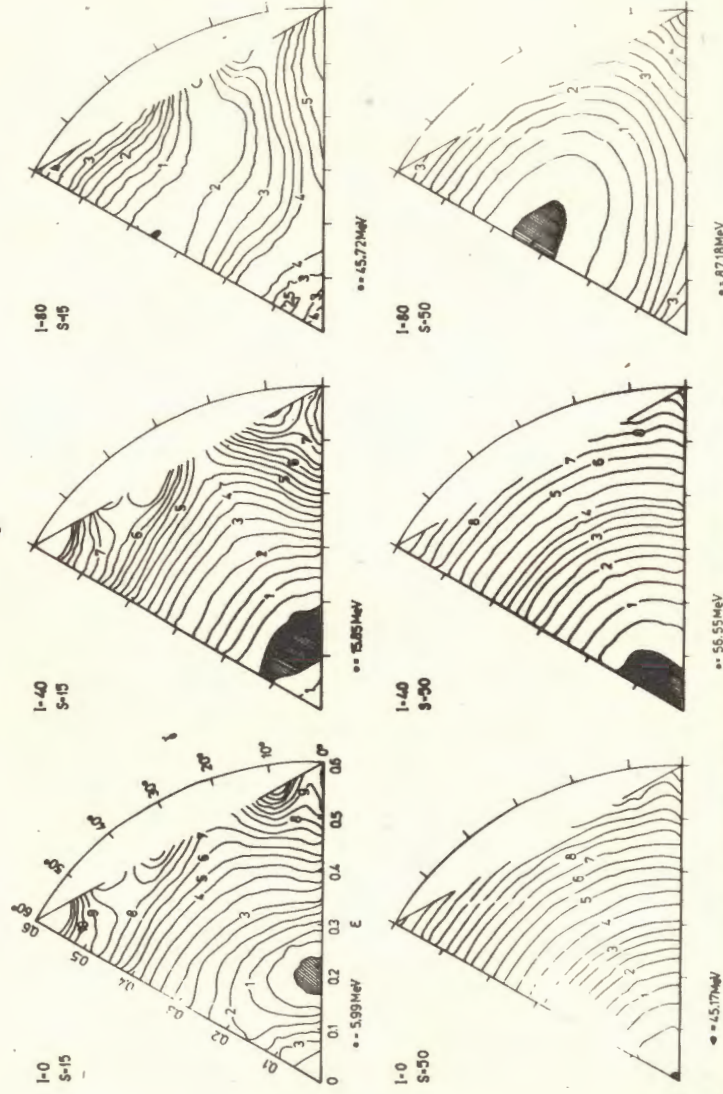


Рис. 3. Карты эквипотенциальных поверхностей энергии $E(\epsilon, \gamma; I, S)$ при различных значениях углового момента I и энтропии S . Точки, окруженные заштрихованной областью, соответствуют минимуму энергии, значение которой указано под каждой из карт при заданной энтропии S . Масштаб изменений функции $E(\epsilon, \gamma)$ указан на картах.

Как и должно быть, функции $F_R(\epsilon, \gamma)$, $F(\epsilon, \gamma)$, $E(\epsilon, \gamma)$ имеют общие точки минимума, когда переменные ω , t и I, S связаны уравнениями состояния /11-13/ в^{1/2}. Эти точки определяют равновесные деформации ядра. Плотность эквипотенциальных линий в окрестности равновесной точки позволяет определить возвращающие силы, приводящие ядро в равновесное положение. Видно, что при малых значениях t или S равновесная деформация определяется оболочечной поправкой. Рассматриваемое ядро ^{160}Yb является вытянутым при малых $\omega(I)$ и небольшой энергии возбуждения ($\epsilon = 0,24, \gamma = 0^\circ$ при $\omega = t = 0$), но быстрое вращение ($\omega \geq 0,5$ МэВ, $I \geq 30$) приводит к тому, что вытянутая конфигурация становится нестабильной даже при низких температурах. При $\omega \geq 0,7$ МэВ ($I \geq 50$) ^{160}Yb становится сплюснутым с осью симметрии, направленной вдоль углового момента. При дальнейшем увеличении ω минимум перемещается по оси $\gamma = 60^\circ$ к большим значениям ϵ , следуя увеличению центробежных сил, т.е. увеличивается роль жидкокапельной компоненты энергии.

Статистическое возбуждение /нагревание/ уменьшает оболочечную поправку, и переход от оболочечного режима к жидкокапельному режиму вращения имеет место при более низких значениях спина. При $t \geq 1-1,2$ МэВ ($U \geq 14-17$ МэВ) вытянутая форма в ^{160}Yb является нестабильной для всех значений спина. Характер деформации при этих температурах качественно совпадает с таковым во вращающейся капле заряженной несжимаемой жидкости. При $t \approx 2$ МэВ ($U \approx 50$ МэВ) влияние оболочечных эффектов на форму ядра становится пренебрежимо малым. Уже в наших предварительных расчетах^{/6/} было замечено, что температура $t \sim 1-1,2$ МэВ является критической для формы ядер в области массовых чисел $100 < A < 210$. Рис. 1-3 объясняют смысл этого утверждения. Как видно из рис. 1, поверхность функции Гиббса-Раусса $F_R(\epsilon, \gamma)$ становится при $t = 1$ МэВ в окрестности равновесной точки существенно более плавной, чем при $t = 0$. Такая же ситуация наблюдается на картах $F(\epsilon, \gamma; I, t)$ и $E(\epsilon, \gamma; I, S)$. Это сглаживание поверхностей и отражает переход от деформации, типичной для модели оболочек, к жидкокапельной. Как было указано выше, аналогичный переход имеет место для $t = 0$ в области угловых моментов $I \sim 40$. Выравнивание потенциальных поверхностей также можно проследить на рисунках 1-3. Проведенные расчеты позволяют предложить простую интерполяционную формулу, связывающую угловой момент I и значение энергии возбуждения U , при которых имеет место переход от оболочечных равновесных деформаций к жидкокапельным

$$(I/I_{cr})^2 + (U/U_{cr}) \sim 1. \quad /1/$$

Для ядра ^{160}Yb $I_{cr} \approx 40$ и $U_{cr} \approx 15$ МэВ. При значениях I, U , удовлетворяющих соотношению /1/, значительно увеличиваются флуктуации параметров деформации, которые становятся сравнимы со значениями параметров в равновесных точках. Внутри области значений I и U , ограниченной уравнением /1/, оболочечная поправка доминирует в определении формы ядра, тогда как за пределами этой области устанавливается макроскопический режим деформации, и дальнейшее увеличение I или U только делает жидкокапельный минимум более устойчивым.

Для области малых угловых моментов ослабление оболочечных эффектов с ростом температур обсуждалось многими авторами /7-9/, и в настоящее время имеется целый ряд экспериментальных подтверждений проявления таких эффектов в плотности возбужденных состояний ядер /10/. Простое объяснение имеет также ослабление оболочечных осцилляций в моменте инерции при увеличении частоты вращения, которое проявляется даже при низких температурах /см. рис. 3 для $t = 0,2$ МэВ в /1/ /. Масштаб осциллирующей части оболочечной энергии зависит от потенциала среднего поля и не увеличивается с ω , так как потенциал среднего поля зависит от ω только через параметры равновесных деформаций. В то же время уменьшение симметрии гамильтониана вращающейся системы, обусловленное силами Кориолиса, фактически уменьшает осциллирующую часть энергии. Поэтому осцилляция углового момента $I = -(\frac{\partial F_R}{\partial \omega})_t$ остается ограниченной при увеличении ω .

Динамический момент инерции можно записать в виде

$$J = \frac{I}{\omega} = \tilde{J} + \delta J,$$

где

$$\tilde{J} = -(\frac{\partial \tilde{F}_R}{\partial \omega}) / \omega \quad \delta J = -\frac{1}{\omega} (\frac{\partial (F_R - \tilde{F}_R)}{\partial \omega})$$

гладкая и осциллирующая части момента инерции соответственно. Из вышеприведенных аргументов ясно, что δJ уменьшается с ростом ω .

В работе /2/ отмечалось, что для холодных ядер вращение может приводить к предпочтительности минимума оболочечной компоненты энергии деформации, соответствующего значительно большим деформациям, чем равновесная. Результаты наших расчетов для низких температур демонстрируют наличие в картах поверхностей F_R, F и E ядра ^{160}Yb /рис. 1-3/ сравнительно глубоких долин, в направлении ко второму минимуму, расположенному при $\epsilon > 0,6$. Долины остаются хорошо выраженными при энергиях возбуждения над ираст-полосой до 5-7 МэВ / $t \approx 0,5$ МэВ, $S \approx 15$ /, но при энергиях ~ 15 МэВ / $t \approx 1,0$ МэВ, $S \approx 30$ / долины почти полностью разглаживаются. Таким образом, область энергий возбуждения ~ 15 МэВ является критической для всего рельефа потенциальных поверхностей различных термодинамических потенциалов, и в этой области как бы происходит замена низкотемпературного оболочечного рельефа жидкокапельным.

Представленные на рис. 4 и 5 результаты расчетов рельефа энергии $E(\epsilon, \gamma; S, I)$ для других ядер редкоземельной области / ^{152}Sm и ^{180}Ov / демонстрируют универсальный характер сделанного вывода. Потенциальные поверхности трех представленных выше ядер совершенно различны для небольших значений энтропии / $S = 15$ /, но в значительной степени подобны для энтропии $S \approx 50$ / $t \approx 1,5$ МэВ/. Потерю индивидуальности свойств ядер с ростом возбуждения можно проследить также на годографах минимума энергии при фиксированной энтропии ядра /рис. 6/. Для низких энтропий различия годографов рассматриваемых ядер весьма существенны. Однако уже довольно умеренное возбуждение / $S = 30$ / почти уничтожает эти различия, и при более высоких возбуждениях равновесная форма вращающихся ядер изменяется в соответствии с предсказаниями капельной модели.

Величина энтропии, по сути дела, определяет плотность уровней возбужденного ядра /14/ в^{1/}. Особенности поведения энтропии во вращающемся ядре удобнее анализировать, перейдя к соответствующему "параметру" плотности уровней

$$a(\epsilon, \gamma; I, t) = S(\epsilon, \gamma; I, t) / 2t. \quad /2/$$

Для однородного одночастичного спектра определенным таким образом параметр a эквивалентен параметру плотности уровней модели ферми-газа. В квазиклассическом приближении последний определяется соотношением /11/

$$a_{\text{ф.г.}} = \frac{2}{3} \left(\frac{\pi^4}{3}\right)^{1/3} \frac{m_0 r_0^2}{\hbar^2} A \approx \frac{A}{13} \text{ МэВ}^{-1}. \quad /3/$$

¹⁵²Sm

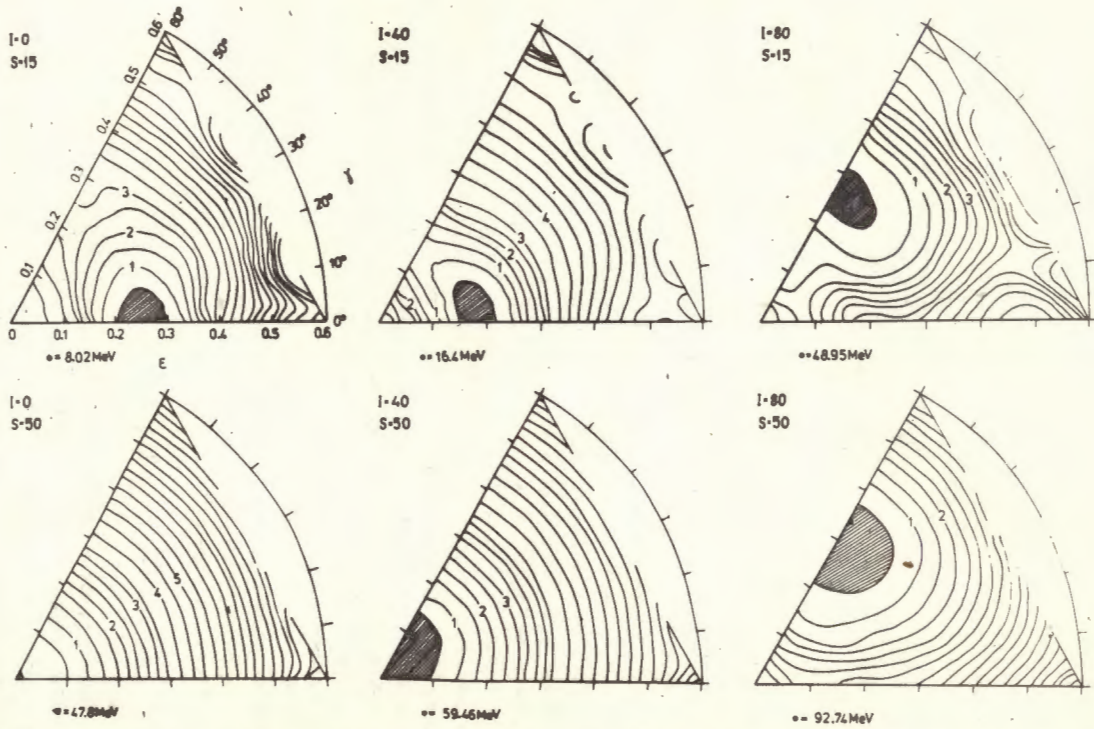


Рис.4. Карты эквипотенциальных поверхностей энергии $E(\epsilon, \gamma)$ при различных значениях углового момента I и энтропии S ¹⁵²Sm. Пояснение к рисунку такое же, как и для рис. 3.

¹⁸⁰Os

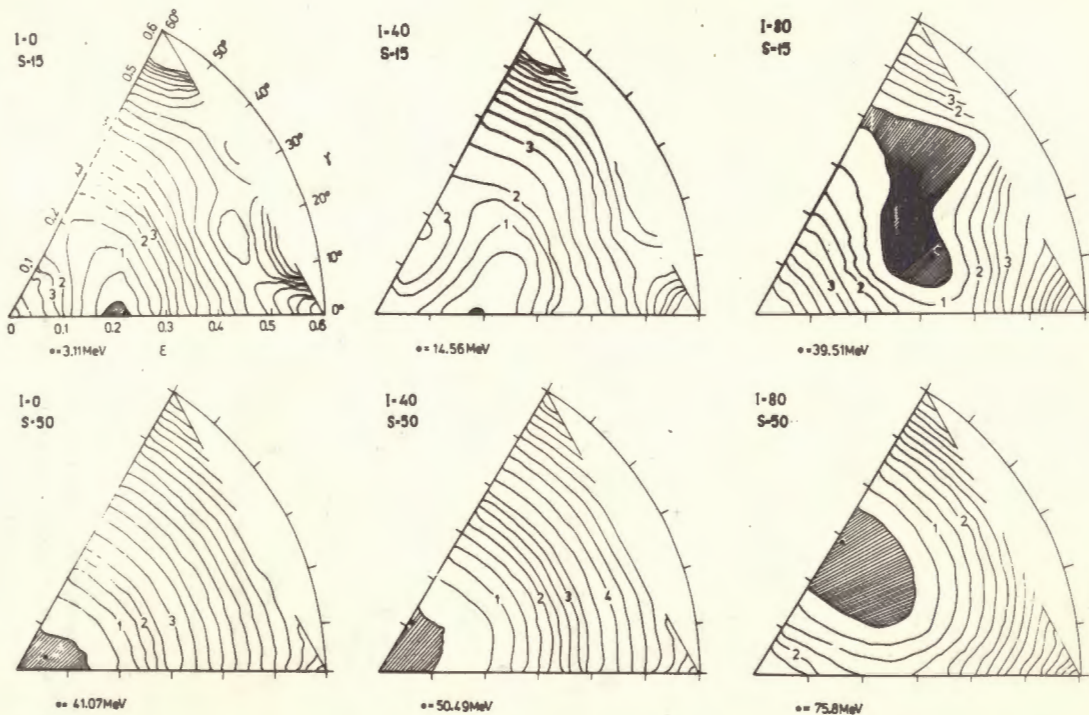


Рис.5. Карты эквипотенциальных поверхностей энергии $E(\epsilon, \gamma)$ при различных значениях углового момента I и энтропии S ¹⁸⁰Os. Пояснение к рисунку такое же, как и на рис. 3.

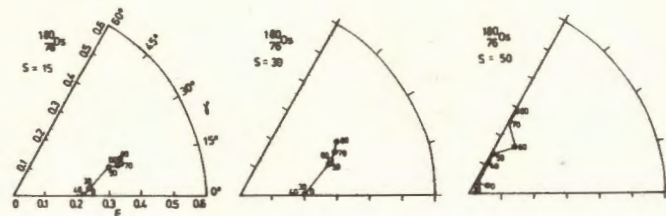
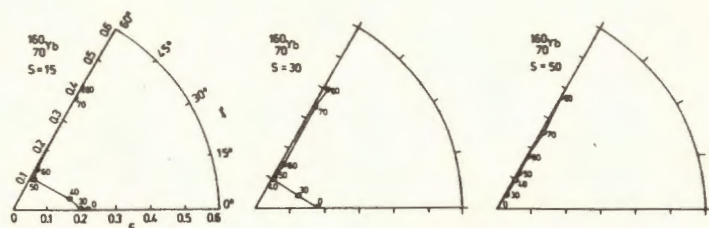
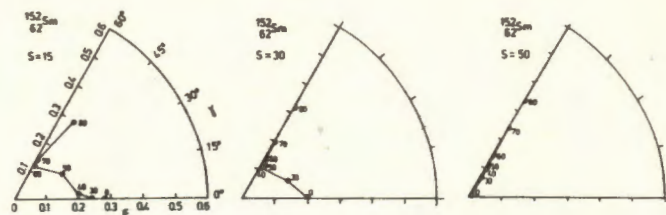


Рис.6. Годографы энергии $E(\epsilon, \gamma; I, S)$ для ^{152}Sm , ^{160}Yb , ^{180}Os . Точки на годографах соответствуют минимуму $E_{\min}(\epsilon, \gamma)$ при фиксированном значении энтропии S для заданной величины углового момента I , значение которого указано для каждой точки.

Результаты расчетов величины $a(\epsilon, \gamma; I, t)$ при различных значениях температур и углового момента показаны для ядра ^{160}Yb на рис. 7. Оболочечные эффекты весьма сильно отражаются на величине $a(\epsilon, \gamma)$ при низких температурах, общие закономерности изменения рельефа поверхности $a(\epsilon, \gamma)$ с ростом температуры являются теми же, что и для обсуждавшихся выше термодинамических потенциалов. При $t = 2$ МэВ полученные в расчетах значения параметра a могут быть для всех ядер редкоземельной области с хорошей точностью аппроксимированы формулой

$$a(t = 2 \text{ МэВ}) = \frac{A}{11,5} \text{ МэВ}^{-1}. \quad /4/$$

В области малых спинов найденные значения a согласуются с систематическими расчетами, проделанными для этого параметра на базе потенциала Вудса-Саксона $/10/$. Зависимость a от углового момента при $t = 2$ МэВ очень слабая. При температурах, меньших, чем 1 МэВ $/U < 15 \text{ МэВ}/$, зависимость a от параметров деформации и углового момента оказывается весьма существенной /см. рис. 7/. Поверхность $a(\epsilon, \gamma)$ для постоянного I при промежуточных значениях t изменяется сложным нерегулярным образом и трудно найти простую факторизованную форму для температурной зависимости оболочечных отклонений величины $a(\epsilon, \gamma)$ от асимптотического значения параметра плотности уровней $/4/$.

Как было отмечено выше, температура и частота вращения являются ненаблюдаемыми величинами в ядре. Однако использование этих понятий очень полезно для описания различных явлений. Это связано с тем, что потенциальные поверхности F_R, F, E при соответствующих значениях ω, t и S, I зависят от ϵ и γ подобным образом. Различие поверхностей связано с тем, что момент инерции $J(\epsilon, \gamma) = \langle J \rangle / \omega$ и параметр плотности уровней $a(\epsilon, \gamma) = \frac{S}{2t}$ зависят от частоты и температуры. Однако эта зависимость существенна лишь при небольших значениях ω и t , т.е. в тех случаях, когда сами рассматриваемые поверхности не сильно отличаются друг от друга.

§2. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Один из важных выводов, который можно сделать из проведенных расчетов, заключается в установлении характеристи-

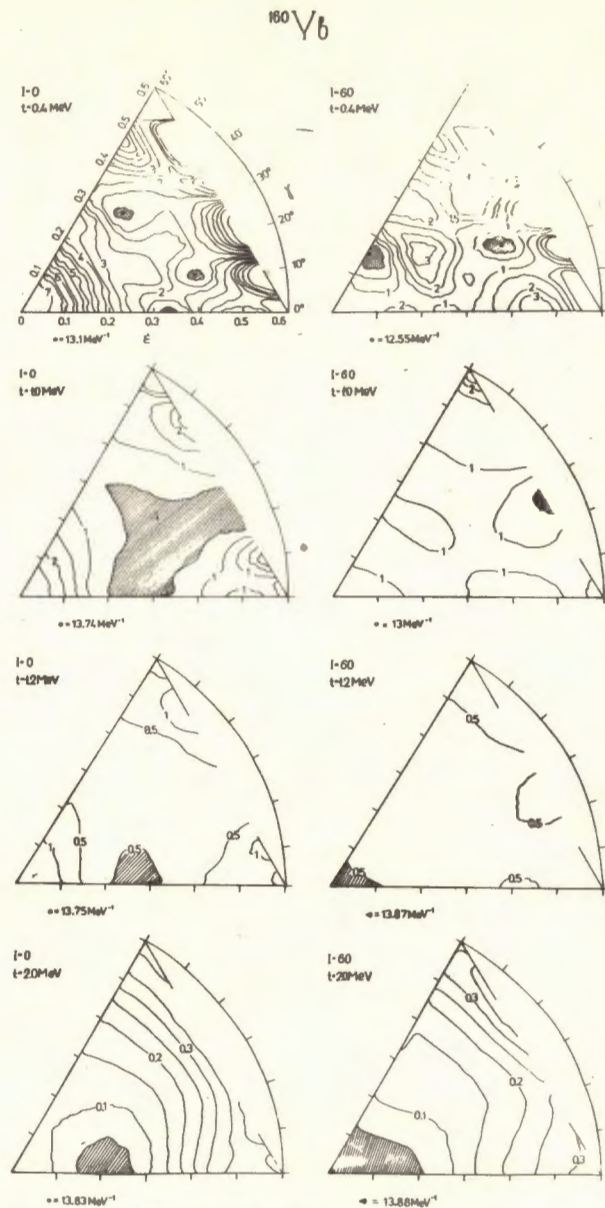


Рис. 7. Карты эквипотенциальных поверхностей параметра плотности уровней $a(\epsilon, \gamma; I, t)$ при различных значениях углового момента I и температуры t ^{180}Yb . Точки, окруженные заштрихованной областью, соответствуют минимуму параметра $a(\epsilon, \gamma)$, значение которого указано под каждой из карт. Масштаб изменений параметра $a(\epsilon, \gamma)$ указан на картах.

ческой температуры $t_{cr} = 1-1,2$ МэВ / $U_{cr} = 14-17$ МэВ/, при которой оболочечные эффекты перестают играть существенную роль в определении формы вращающихся ядер. В этой связи следует отметить два обстоятельства.

Во-первых, интересно сравнить величину t_{cr} с предсказаниями простой модели, к которой можно прийти, представив плотность одночастичных уровней в виде фурье-ряда.

$$g(E) = g_0 + \sum_{n=1,2,..} f_n \cos(2\pi \frac{E-E_0}{\hbar \omega_0} n). \quad /5/$$

Осцилляции $g(E)$, связанные с главными оболочками, представлены первым членом в сумме, а другие слагаемые передают оболочечные эффекты, более резко зависящие от E . Учитывая только первый член в сумме, приходим к изученной ранее модели /7/, которая приводит к оболочечной поправке в энергии нагретых магических ядер

$$U_{sh} = - \frac{f}{4\pi^2} (\hbar \omega_0)^2 r^2 \frac{\text{ch } r}{(\text{sh } r)^2} \quad /6/$$

$$r = \frac{2\pi^2 t}{\hbar \omega_0} = 2,26 \left(\frac{A}{170} \right)^{1/3} t \quad \text{МэВ}. \quad /7/$$

На основе соотношений /6/, /7/ можно ожидать, что характеристическая температура ядра, при которой затухание оболочечных эффектов становится хорошо выраженным, выше результата, полученного из наших расчетов. Однако необходимо иметь в виду, что наши расчеты выполнены для деформированных ядер, содержащих значительное число частиц в открытой оболочке. Деформация не действует в нижайшем порядке по ϵ на те флуктуации в плотности одночастичных состояний, которые связаны с существованием главных оболочек /см. также ур. 6.514 в работе /7'/ /. В термодинамические потенциалы деформация входит через более высокие гармоники фурье-разложения плотности одночастичных состояний. Соответственно, затухание оболочечных эффектов, связанных с деформацией, будет происходить с ростом температуры быстрее, чем можно было бы ожидать на основе соотношений /6/, /7/'. Другое соображение, поддерживающее полученную в данных

расчетах более низкую оценку t_{cr} , относится к деструктивному характеру конкуренции между жидкокапельным и оболочечным режимами деформации. Наши предыдущие расчеты, в которых было включено ядро ^{208}Pb , показывают, что в магическом ядре при низких спинах оболочечные эффекты остаются заметными до более высоких температур, чем в деформированных.

Типичные энергии возбуждения компаунд-состояний, которые получают в $(\text{HI}, \text{xп})$ -реакциях $^{12/}$, имеют величину порядка 20-30 МэВ. Оболочечные эффекты не должны влиять на равновесные деформации таких состояний. Соответственно, критический к делению угловой момент и барьер деления в компаунд-состояниях, образующихся в $(\text{HI}, \text{xп})$ -реакциях, может быть оценен из расчетов, сделанных на базе жидкокапельной модели $^{13/}$. Мы хотим напомнить, что описание жидкокапельной части энергии и рассмотренная в наших расчетах область деформаций недостаточны для прямого анализа барьеров деления. Однако соответствующие оценки критического для деления углового момента можно найти в работах $^{2-4, 13/}$. Как утверждалось в $^{2/}$, учет оболочечной поправки может привести к увеличению предельного углового момента холодных ядер, находящихся на барьере, на величину порядка 30%. Был проведен ряд экспериментов по определению предельного углового момента $^{14, 15/}$. Из анализа данных, представленных в работе $^{12/}$ кажется, что экспериментальные результаты ближе к тем, которые ожидаются из расчетов в модели жидкой капли. Наши результаты показывают, что именно этого и следует ожидать для энергий возбуждения над ираст-полосой ~20-30 МэВ.

На основе полученных результатов можно сделать также некоторые замечания относительно статистического анализа процессов девозбуждения ядер, полученных в $(\text{HI}, \text{xп})$ -реакциях. Ширины различных каналов распада в таком анализе определяются зависимостью плотности уровней от энергии возбуждения. Наши расчеты дают для параметра плотности уровней оценку

$$a \approx \frac{A}{11,5} \text{ МэВ}^{-1} \text{ при } t \geq 1 \text{ МэВ, что согласуется с результатами}$$

других микроскопических расчетов, сделанных при низких спинах $^{10, 16/}$. В работе $^{16/}$ показано, что при больших энергиях возбуждения эта оценка более верна, чем традиционное описание модели ферми-газа с параметром $a = \frac{A}{8} \text{ МэВ}^{-1}$, найденным

эмпирически из анализа плотности нейтронных резонансов $^{11/}$. Поэтому статистическое описание процессов распада, использующее параметр плотности $a = \frac{A}{8} \text{ МэВ}^{-1}$, по-видимому, недооценивает высокоэнергетические хвосты спектров испущенных частиц и γ -квантов. Радиационный канал для девозбуждения

становится доминирующим, когда энергия возбуждения над ираст-полосой уменьшается до $7 \div 10$ МэВ. Эта область возбуждений характеризуется, согласно нашим расчетам, большими флуктуациями формы ядер, которые облегчают также коллективные квадрупольные переходы, когда уносится угловой момент, но ядро остается почти при той же энергии возбуждения над ираст-полосой. Оболочечные эффекты в этой области еще достаточно слабо выражены, и только при уменьшении энергии возбуждения примерно до 5 МэВ над ираст-полосой /т.е. при $t \leq 0,6$ МэВ/ ядро начинает двигаться по оболочечным долинам поверхности потенциальной энергии. Оболочечные неоднородности спектра на этом этапе оказывают существенное влияние на плотность уровней и другие статистические характеристики быстровращающихся ядер. Здесь учет оболочечных эффектов при расчете вероятностей переходов становится совершенно необходимым. В принципе, метод расчета термодинамических функций, описанный в данной статье, позволяет найти плотности уровней для всех возможных каналов распада на всех этапах девозбуждения составных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами.

Обсуждаемый здесь метод не учитывает коллективных эффектов в нагретых вращающихся ядрах. Изучение коллективных возбуждений при высоких спинах может оказаться важным для корректировки плотности уровней при низких температурах $t \leq 0,6$ МэВ. Такое изучение может представлять интерес также само по себе, так как в области высоких спинов коллективные состояния формируются в отсутствие парных корреляций и аксиальной симметрии среднего поля ядра. Поэтому условия формирования коллективных низколежащих состояний в быстровращающихся ядрах сильно отличаются от тех, которые встречаются при низких спинах. Коллективные свойства ядер при $t \neq 0$ и $I \gg 1$ могут быть проанализированы на основе модели, предложенной в работе $^{17/}$. В этой работе представлен качественный анализ возможных эффектов, и расчеты, описанные выше, составляют основу для более полного количественного изучения различных коллективных эффектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты, представленные в данной статье, соответствуют сравнительно простой модели, в которой объединены микроскопические /жидкая капля/ и квантовые микроскопические эффекты /оболочечная поправка/. Как жидкокапельная часть энергии, так и оболочечная поправка учитываются стандартным

образом. Будучи довольно экономной в использовании предположений /они совпадают с предположениями работ²⁻⁴/, где изучаются вращения холодных ядер/, модель приводит к предсказаниям некоторых новых и интересных особенностей в свойствах возбужденных атомных ядер. При малых температурах и небольших угловых моментах основные свойства ядер определяет оболочечная поправка. Ядра проявляют в этой области заметную индивидуальность как в выборе равновесной деформации, так и в зависимости плотности уровней от энергии возбуждения. Макроскопический режим появляется тогда, когда t или I или обе эти величины увеличиваются достаточно сильно /при условии, что центробежные силы не разрывают ядро на части перед тем, как I достигает такого значения/. Индивидуальные свойства различных ядер стираются все больше и больше с увеличением t . Некоторая универсальность в таких свойствах ядер, как, например, зависимость момента инерции от деформации, проявляется и в случае холодных ядер при $I \gg 1$. В деформированных ядрах $140 \leq A \leq 190$ переход от оболочечного режима к жидкокапельному имеет место, если энергия возбуждения достигает примерно 15 МэВ. При таких возбуждениях флуктуации ядерной формы могут быть значительными. Конкуренция между макроскопическими и микроскопическими рельефами энергии деформации уменьшает возвращающие силы в γ -направлении, т.е. она делает ядра нестабильными по отношению к неаксиальной деформации. Макроскопическая компонента энергии доминирует при высоких энергиях возбуждения. При таких возбуждениях вращение вызывает сплюснутую ($\gamma = \frac{\pi}{3}$) аксиальную деформацию при умеренных значениях спина с угловым моментом, направленным вдоль оси симметрии. Жесткость ядер по отношению к деформации соответствует гидродинамическому пределу, она значительно ниже, чем при $t=0$. Флуктуации формы ядра при $t > 1$ МэВ также становятся большими по сравнению с холодными ядрами. Аналогичным образом изменяется параметр $a(\epsilon, \gamma; I, t)$, определяющий плотность возбужденных состояний ядра. Его зависимость от деформации, углового момента и энергии возбуждения весьма существенна при возбуждениях ниже $\sim 10 \div 15$ МэВ. Кажется, что существующие экспериментальные данные находятся в согласии с основными результатами проведенных расчетов. Однако тщательное изучение экспериментальных данных в отношении их согласия с теоретическими моделями требует еще решения многих вопросов. Модель, описанная здесь, может служить основой для микроскопических расчетов входных параметров существующих программ анализа продуктов (HI, xn) -реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Игнатюк А.В. и др. ОИЯИ, Р4-12398, Дубна, 1979.
2. Neergard K., Pashkevich V.V., Frauendorf S. Nucl.Phys., 1976, A262, p. 61.
3. Andersson G. et al. Nucl.Phys., 1976, A268, p. 205.
4. Neergard K. et al. Nucl.Phys., 1977, A287, p. 48.
5. Rozmey P., Pomorski K. Nucleonica, 1977, 22, p. 301.
6. Ignatyuk A.V. et al. Phys.Lett., 1978, 76B, p. 543.
7. Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure, vol. 2 (Benjamin, New York, 1974).
8. Brack M. et al. Rev.Mod.Phys., 1972, 44, p. 320.
9. Jensen A.S., Damgaard J. Nucl.Phys., 1973, A203, p. 578.
10. Ignatyuk A.V. "Nuclear Theory in Neutron Data Evolution" In Proc.Intern.Meet in Trieste, Desember, 1975, IAZA, Vienna, 1976, v. 1, p. 223.
11. Gilbert A., Cameron A. Can.J.Phys., 1965, 43, p.1446.
12. Bohr A., Mottelson B. Proc.Intern.Conf. on Nuclear Theory (Tokyo, 1977); Nordita Preprint, Nordita - 77/38, 1977.
13. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Ann. Phys., 1974, 82, p. 552.
14. Britt H.C. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p. 1483.
15. Back B. et al. Verhandlungen. DPG (VI), 1977, 12, p. 944.
16. Vdovin A.I. et al. Particles and Nucleus, v. 7, part 4, JINR, Dubna, 1976.
17. Ignatyuk A.V., Mikhailov I.N. JINR, P4-12072, Dubna, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1979 года.