

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 341 а

И - 267

4040/2-78

P4 - 11597

18/ix-78

А.В.Игнатюк, И.Н.Михайлов, Р.Г.Назмитдинов,
Б.Нерло-Поморска, К.Поморски

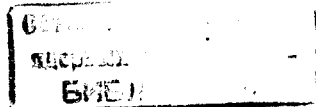
РАВНОВЕСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ НАГРЕТЫХ ЯДЕР

1978

P4 - 11597

А.В.Игнатюк,¹ И.Н.Михайлов, Р.Г.Назмитдинов,²
Б.Нерло-Поморска,³ К.Поморски³

РАВНОВЕСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ,
БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ НАГРЕТЫХ ЯДЕР



¹ Физико-энергетический институт, Обнинск.

² Институт ядерной физики, Ташкент.

³ Университет г. Люблина, ПНР.

Игнатюк А.В. и др.

P4 - 11597

Равновесные характеристики быстровращающихся нагретых ядер

Выполнены расчеты равновесной деформации нагретых вращающихся ядер. При $A \sim 150 \div 200$ и температурах $t > t_c = 1,2$ МэВ оболочечные эффекты оказываются настолько слабыми, что форма и жесткость ядер определяются жидкокапельной компонентой энергии. Переход от формы холодного ядра к форме сильно нагретого ядра в деформированных ядрах при t_c имеет черты фазового перехода. Жесткость деформированных ядер по отношению к изменению формы оказывается при $t = t_c$ аномально малой. Расчеты выполнены с помощью метода оболочечной поправки (метод Струтинского) с учетом вращения и температуры.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Ignatyuk A.V. et al.

P4 - 11597

Equilibrating Characteristics of Rotating Nuclei

Calculations of the equilibrium deformation in excited (heated) rotating nuclei are reported. At $A \sim 150 \div 200$ and temperature $t > t_c = 1,2$ MeV the shell-effects turn out to be small to compete with the variations of the liquid-drop component of the energy. The transition from the shape of a "cool" nucleus to that of a "hot" nucleus takes place at t_c and in deformed nuclei resembles a phase transition. The stiffness parameter with respect to shape variations at $t = t_c$ is anomalously low.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

В последние годы интенсивно развивались исследования свойств ядер, обладающих большим угловым моментом $/60 \div 100$ единиц/. Основное внимание при этом уделялось обычно рассмотрению состояний ядер в окрестностях ирраст-полосы^{/1/}. Эволюция равновесной формы ядер вдоль ирраст-полосы была прослежена в модели жидкой капли в работе^{/2/}, и влияние на форму быстровращающихся ядер оболочечных эффектов было изучено в работах^{/3-5/}. Практически ядра с большим угловым моментом образуются в реакциях с тяжелыми ионами и на начальной стадии имеют, как правило, достаточно большую энергию возбуждения над ирраст-полосой. При анализе этих экспериментов важно знать не только форму ядер в непосредственной окрестности ирраст-полосы, но и проследить эволюцию формы возбужденного ядра в процессе деэвозбуждения, а также изменение факторов, определяющих стабильность ядра по отношению к различным каналам распада. В данной работе мы хотим обсудить методы описания этих явлений и продемонстрировать наиболее характерные примеры ожидаемых эффектов.

Для анализа свойств высоковозбужденных ядер широко применяется статистический подход. При учете оболочечной структуры одночастичного спектра в рамках статистического подхода удастся получить количественное описание имеющихся экспериментальных данных по плотности уровней возбужденных ядер и энергетической зависимости ширин различных каналов распада составного ядра^{/6/}. При этом как экспериментальные данные, так и соответствующие теоретические расчеты были

ограничены областью небольших значений углового момента. Мы хотим распространить аналогичный подход на быстровращающиеся ядра.

Изменение свойств высоковозбужденного ядра при его деформации можно характеризовать поверхностью свободной энергии

$$F(\beta, t) = \langle \hat{H} \rangle - ts, \quad /1/$$

где β - полный набор параметров деформации, t - температура возбужденного /нагретого/ ядра, s - его энтропия, и под $\langle \hat{H} \rangle$ подразумевается термодинамическое усреднение гамильтониана рассматриваемой системы. Наиболее вероятная конфигурация возбужденного ядра соответствует минимуму свободной энергии, и вторые производные $F(\beta, t)$ в точке минимума определяют плоскость соответствующей формы ядра:

$$C_{ij} = \frac{\partial^2 F}{\partial \beta_i \partial \beta_j}. \quad /2/$$

При $t = 0$ свободная энергия совпадает с энергией деформации невозбужденного /холодного/ ядра. Как и при расчетах энергии деформации^{/4,5/}, в качестве гамильтониана H в нагретом ядре можно использовать одночастичный гамильтониан оболочечной модели H_0 . Так как нас интересует область достаточно больших значений углового момента, то мы не будем рассматривать корреляционные взаимодействия сверхпроводящего типа. Роль последних существенна только в области $J < 20 \div 30$ и $t < 0,7$ МэВ. Для учета вращения ядра введем вспомогательный гамильтониан

$$\hat{H}_\omega = \hat{H}_0 - \omega \hat{J}_x = \sum_i (\hat{h}_0 - \omega \hat{j}_x)_i, \quad /3/$$

где ω - лагранжев множитель, обеспечивающий сохранение заданной величины углового момента J . Проведя диагонализацию

$$(\hat{h}_0 - \omega \hat{j}_x)_i \rho_i = \epsilon_i^\omega \rho_i,$$

мы можем записать соотношения для энергии внутренних возбуждений U , числа частиц N , углового момента и энтропии в виде

$$U = \sum_i \xi_i^\omega (\bar{n}_i - n_i^0); \quad N = \sum_i \bar{n}_i; \quad J = \sum_i (j_x)_i \bar{n}_i;$$

$$s = \sum_i \left[\frac{\xi_i^\omega - \lambda}{t} \bar{n}_i - \ln(1 - \bar{n}_i) \right]. \quad /5/$$

Здесь $\bar{n}_i = \{1 + \exp(\frac{\xi_i^\omega - \lambda}{t})\}^{-1}$ - заселенность одно-

частичных состояний в нагретом ядре, $n_i^0 \equiv \bar{n}_i(t=0)$ - заселенность этих состояний при нулевой температуре и λ - лагранжев множитель, обеспечивающий сохранение числа частиц. Используя для расчетов энергии деформации холодного ядра метод оболочечной поправки, запишем свободную энергию в виде

$$F^J(\beta, t) = E_{LD}^J(\beta) + \delta E^J(\beta) + U - ts, \quad /6/$$

где $E_{LD}^J(\beta)$ - поверхность деформации вращающейся жидкой капли и $\delta E^J(\beta)$ - оболочечная поправка к энергии для вращающегося ядра^{/4,5/}.

Используя в качестве одночастичного гамильтониана модифицированный гармонический осциллятор и процедуру вычисления энергии деформации холодного ядра, описанную в работе^{/5/}, мы провели расчеты свободной энергии ряда ядер в области $100 \leq A \leq 210$. В качестве характерного примера на *рис. 1* приведена полученная для ядра ^{126}Ba зависимость свободной энергии от деформации при различных значениях температуры и углового момента. Показаны только разрезы поверхности $F(\epsilon, \gamma, t, J)$ вдоль осей аксиально-симметричных форм: вытянутого ($\gamma = 0$) и сплюснутого ($\gamma = \pi/3$) эллипсоида. Изменение наиболее вероятной и равновесной деформации нагретого ядра, а также его плоскости показано для наиболее типичных представителей рас-

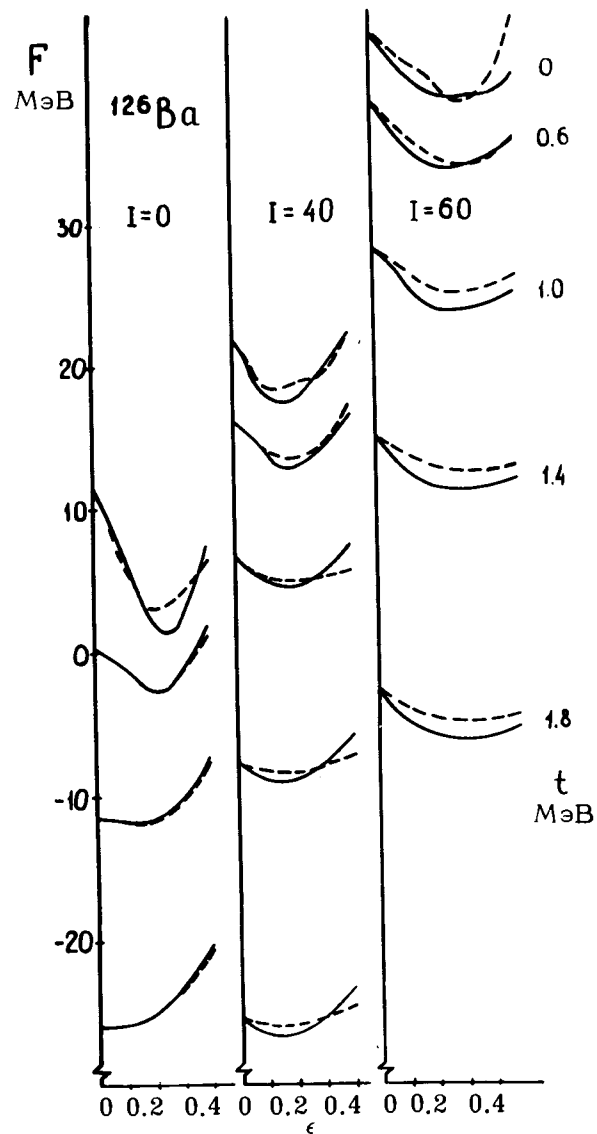


Рис.1. Зависимость свободной энергии ^{126}Ba от аксиальной деформации (ϵ) при разных температурах. Сплошная линия соответствует сплюснутой форме и угловому моменту, направленному вдоль оси симметрии. Пунктирная кривая соответствует коллективному вращению в ядре вытянутой формы.

смотренной области на рис. 2. Приведенные результаты демонстрируют основные особенности эволюции свойств ядер при их нагревании. С ростом температуры оболочечные эффекты быстро ослабевают и при $t \sim 1,2$ МэВ в области деформации $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_{\text{равн}}$ ($t=0$) вариации жидкокапельной энергии, связанные с изменением формы, сравниваются с вариациями оболочечной энергии. В деформированных ядрах положение максимумов жидкокапельной и оболочечной энергий различаются, и при

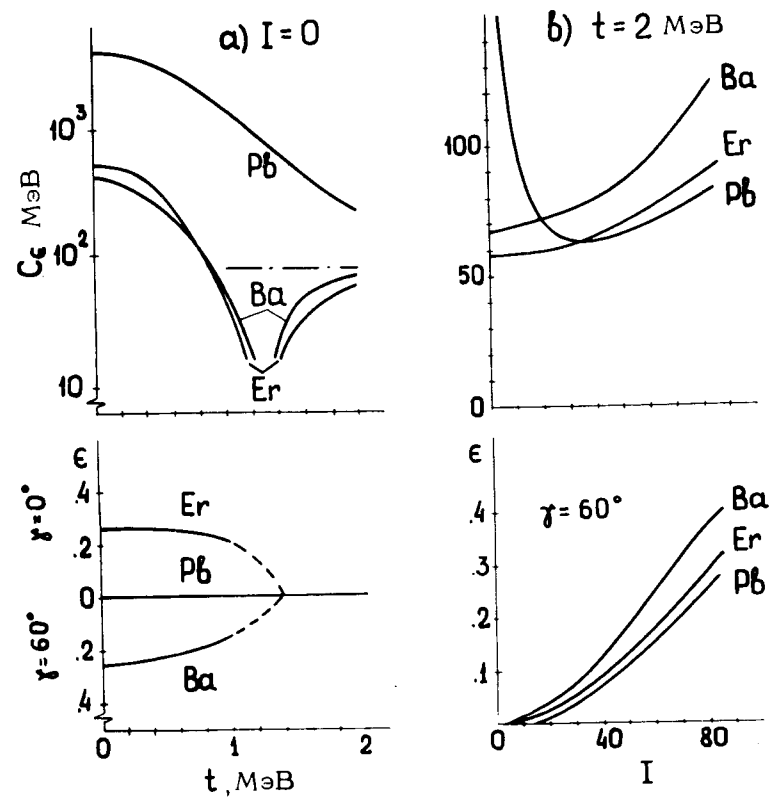


Рис.2. Температурная зависимость жесткости и равновесной аксиальной деформации для ^{126}Ba , ^{160}Er , ^{208}Pb при нулевом угловом моменте /а/ и зависимость этих же величин от I при $t = 2$ МэВ /б/.

указанных условиях появляется неустойчивость по отношению к изменению формы ядра. Рис. 2 демонстрирует подобную ситуацию: в деформированных ядрах ^{126}Ba и ^{160}Er жесткость по отношению к деформации имеет резкий минимум при $t \sim 1,2 \text{ МэВ}$. В сферическом ядре ^{208}Pb изменение жесткости с температурой происходит монотонно и при $t = 1,2 \text{ МэВ}$ жесткость примерно в два раза превышает жидкокапельную оценку.

Оболочечные неоднородности в одночастичном спектре при таких температурах уже не оказывают какого-либо стабилизирующего влияния на форму возбужденных ядер.

Для анализа температурного ослабления оболочечных эффектов можно переписать выражение /6/ для свободной энергии в виде

$$F^J(\beta, t) = E_{LD}^J(\beta) + \delta E^J(\beta) f(t) - \bar{a} t^2 \quad /7/$$

и рассматривать величину $\delta E^J f(t)$ как оболочечную поправку к свободной энергии ферми-газа. Параметр $\bar{a} \approx A / 10 \text{ МэВ}$ соответствует асимптотическому значению плотности одночастичных состояний в осцилляторном потенциале^{/6/}. Для простых оценок в качестве $f(t)$ можно использовать функцию

$$f(t) = \frac{2\pi^2 t}{h\omega_0} \text{sh}^{-1} \frac{2\pi t^2}{h\omega_0}, \quad /8/$$

полученную для схематической модели неоднородного одночастичного спектра^{/7/}. Аналогичная "универсальная" параметризация температурных эффектов успешно использовалась при феноменологической систематике плотности уровней возбужденных ядер^{/6/}. С помощью соотношений /7/ и /8/ нетрудно оценить температурные модификации карт потенциальных энергий, полученных в работах^{/3-5/} для широкого круга ядер при различных значениях углового момента. Следует заметить, что жидкокапельная компонента энергии $E_{LD}(\beta)$ должна также зависеть от температуры. Однако, как показано в работе^{/8/}, изменения поверхностного натяжения и кулоновской энергии существенны только при $t \geq 2 \text{ МэВ}$,

т.е. при более высоких энергиях возбуждения, чем рассматриваемые в данной работе.

Полученные результаты позволяют проследить роль углового момента на различных этапах девозбуждения ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. На начальном этапе снятие возбуждения осуществляется, главным образом, нейтронами. Форма ядра, устойчивость ядра по отношению к делению, так же как и энергии связи испускаемых частиц, на этом этапе должны соответствовать жидкокапельным величинам. Испарение частиц сильно замедляется при энергиях возбуждения 10 МэВ над ираст-полосой, и дальнейшее девозбуждение быстровращающегося ядра осуществляется дипольными и квадрупольными гамма-квантами. Первым этапам гамма-каскада соответствует температура 1 МэВ , и они протекают при значительных флуктуациях формы ядра. Такие флуктуации должны существенно облегчать квадрупольные переходы по сравнению с дипольными. При этом возможны быстрые квадрупольные переходы между состояниями, принадлежащими разным ротационным полосам. Критический угловой момент, достижимый в таком ядре, по-прежнему соответствует жидкокапельному значению. И только при понижении энергии возбуждения над ираст-полосой до $\sim 5 \text{ МэВ}$, т.е. при охлаждении до температуры $\leq 0,6 \text{ МэВ}$, ядро начинает двигаться по оболочечным оврагам поверхности потенциальной энергии^{/1,3-5/}. Оболочечные неоднородности одночастичного спектра на этом этапе оказывают существенное влияние на плотность уровней $\rho \sim \exp(s)$ и другие статистические характеристики быстровращающихся ядер.

Соответствующие эффекты необходимо учитывать при расчетах интенсивности радиационных переходов над ираст-полосой. Рассмотренные выше методы расчета термодинамических функций /5/ быстровращающихся ядер позволяют найти плотности уровней для всех возможных каналов распада на всех этапах ревозбуждения составных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr A., Mottelson B. *Phys.Scripta*, 1974, 10A, p. 3.
Bohr A., Mottelson B. *Proc.Inter.Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, 1977, Nordita preprint 77/38, 1977.*
2. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. *Ann.Phys.*, 1974, 82, p. 557.
3. Faessler A. et al. *Nucl.Phys.*, 1976, A256, p. 106.
4. Neergard K., Pashkevich V., Frauendorf S. *Nucl.Phys.* 1961, A262, p. 61.
5. Andersson G. et al. *Nucl.Phys.*, 1976, A268, p. 275.
6. Ignatyuk A.V. "Nuclear Theory in Neutron Data Evaluation". In: *Proc.Inter.Mitt. in Triest, December, 1975 IAZA, Vienna, 1976, v. 1, p. 223.*
7. Bohr A., Mottelson B. *Nuclear Structure, Benjamin, N.Y., 1974, v. 2, ch. 6.*
8. Mosel U., Zint P.G., Passler K.H. *Nucl.Phys.*, 1974, A236, p. 252; Brack M., *Quentin Ph. Phys.Scr.*, 1974, 10A, p. 163.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 мая 1978 года.