

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Н-429

29/11-7
P4 - 9196

К. Неергорд, В. В. Пашкевич, С. Фраундорф

4968/2-75

ОБОЛОЧЕЧНАЯ ЭНЕРГИЯ
БЫСТРО ВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР.

Особенности ираст-каскада и предельные спины ядер

1975

К.Неергорд,¹ В.В.Пашкевич, С.Фраундорф²

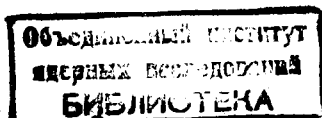
ОБОЛОЧЕЧНАЯ ЭНЕРГИЯ
БЫСТРО ВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР.

Особенности ираст-каскада и предельные спины ядер

Направлено в Nuclear Physics

¹ Адрес с 1 сентября 1975 года: Институт ядерной физики, Центр по ядерным исследованиям, Юлих, ФРГ.

² Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР.



1. Введение

В реакции с тяжелым ионом обычно образуется составное ядро, которое после испускания нескольких нейтронов и статистических дипольных γ -квантов обладает энергией возбуждения порядка 1 МэВ над "и́раст"-полосой и большим угловым моментом ^{/1/}. Здесь и далее используется ставший уже общеупотребительным термин "и́раст-полоса" для обозначения состояний с наименьшей энергией при заданном угловом моменте/. Для исследования структуры такого "холодного" быстро вращающегося ядра естественно использовать метод Струтинского ^{/2/}, применение которого в задаче о медленном ^{/3/} и быстром ^{/4,5/} вращении описано в литературе. При описании ядра с высоким спином важен учет неаксиальной деформации ^{/1,6/}.

В разд. 2-4 данной работы приведены результаты расчетов энергии деформации в 18 редкоземельных ядрах вблизи линии бета-стабильности. Конкретная модель, на основе которой проводился расчет оболочечной поправки с учетом неаксиальной деформации, описана ранее ^{/7/}. Вообще говоря, равновесные формы не являются аксиально-симметричными. Кроме "и́раст"-состояния, получены один или два локальных минимума в энергии деформации. Обсуждается возможная роль таких вторичных минимумов в "и́раст"-распаде. Описано влияние оболочечной структуры на стабилизацию системы относительно центробежного деления и дается простое качественное объяснение этого эффекта. Часть результатов, представленных здесь, была опубликована ранее ^{/8/}.

2. Локальные минимумы в энергии деформации

На основании теории оболочечных эффектов в быстро вращающихся ядрах ⁴ в рамках модели, описанной ранее ⁷, были проведены расчеты энергии деформации в 18 ядрах редкоземельной области как функции параметров β и γ , описывающих неаксиальную деформацию.

В общем, имеется несколько локальных минимумов в полной энергии деформации. В табл. 1 мы перечислили все такие минимумы в рассматриваемой области β и γ , которые окружены барьером, не ниже 1-2 МэВ. /Фактически мы использовали графический критерий, а именно: минимум должен быть окружен по крайней мере двумя контурными линиями на карте типа показанной на рис. 1/. Такой критерий соответствует как ожидаемой точности модели, так и пределу, ниже которого проницаемость барьера может привести к потере стабильности этого минимума.

Результаты, приведенные в таблице, основаны на картах типа изображенной на рис. 1. Так, например, для ¹⁶⁰Dy при $I = 10$ имеется два минимума: один - близкий к "вытянутой" оси, а другой - к "сплюснутой". /Напоминаем, что "рельеф" симметричен относительно последней оси/. Соответствующие минимумы присутствуют и при $I = 40$ приблизительно на тех же местах, но барьер, окружающий "сплюснутый" минимум, согласно нашему критерию уже не обеспечивает стабильности, и, следовательно, только "вытянутый" минимум включен в таблицу. По тем же самым причинам не включены мелкие минимумы в плоской области в районе $\beta \approx 0,6-0,9$. При $I = 80$ только "сплюснутый" минимум стабилен, но локальные минимумы с низкими барьерами видны при $(\beta, \gamma) \approx (0,2; 15^\circ)$ и $(\beta, \gamma) \approx (0,6; -15^\circ)$. Оба эти минимума стабильны при $I = 70$.

Решая, является ли минимум стабильным или нет, мы иногда экстраполировали контурные линии за границу рассчитанной области. Такая экстраполяция обозначена пунктиром на рис. 1. Несколько результатов, приведенных в таблице, со значениями (β, γ) вне рассчитанной области, основано на подобной экстраполяции. Такие результаты всегда заключены в скобки.

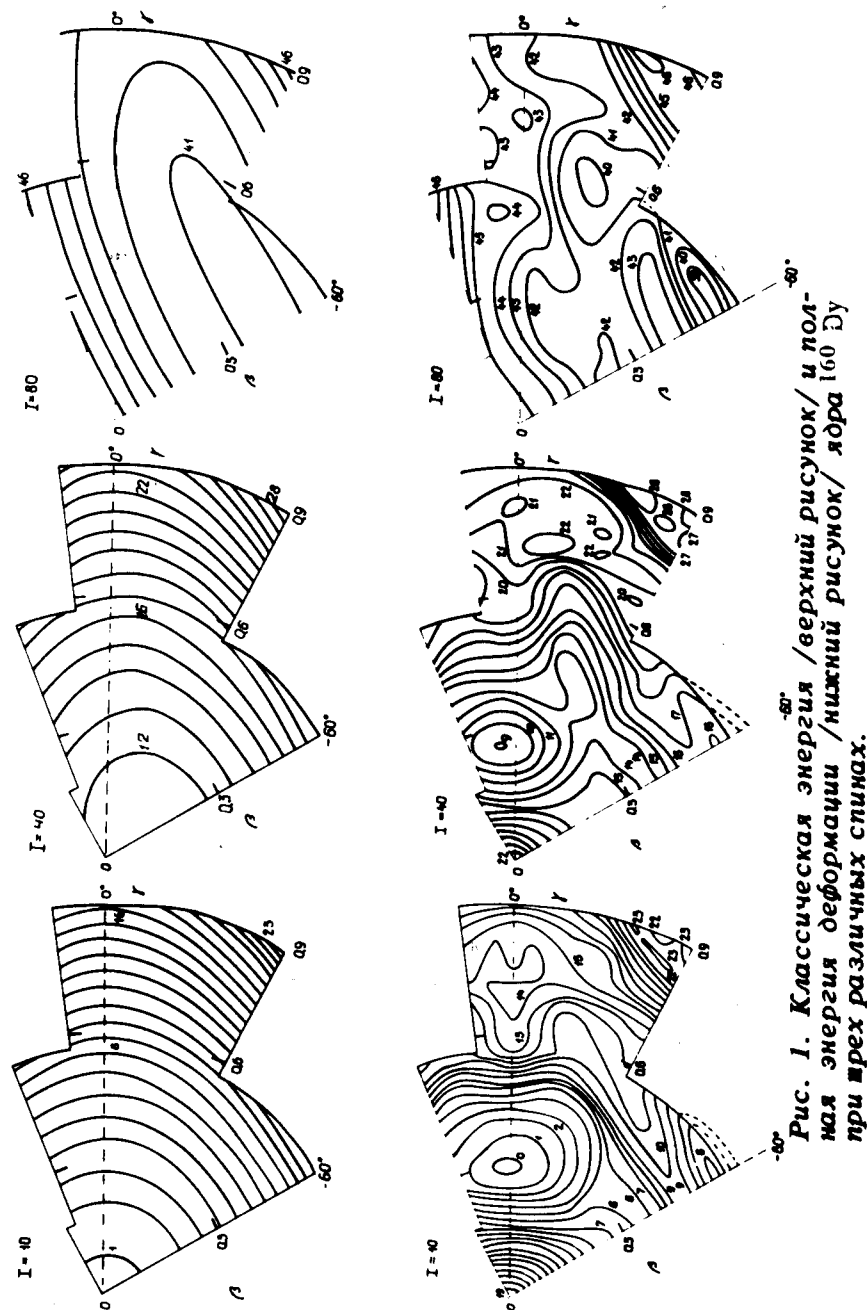


Рис. 1. Классическая энергия /верхний рисунок/ и полная энергия деформации /нижний рисунок/ ядра ¹⁶⁰Dy при трех различных спинах.

С увеличением спина в конце концов теряется стабильность относительно деления. При решении вопроса о стабильности конфигурации относительно деления следует принять в расчет тот факт, что классический барьер исчезает при $I \approx 85$ в точке, близкой к границе $\beta = 0,9$ и расположенной с внешней стороны рассматриваемой области γ близко к 0° , так что при спинах порядка 100 не следует ожидать существенного повышения энергии за этой границей.

Положение минимумов иллюстрируется рис. 2. Здесь каждая точка соединяется сплошной линией с минимумом со спином, меньшим на 10 единиц, в направлении которого стабильность теряется при уменьшении спина. Последовательность таких линий, исходящих из любого минимума, может быть непосредственно интерпретирована как путь, вдоль которого будет проходить γ -распад из этого минимума.

Последовательность "ирист"-конфигураций обозначена сплошными кружками и соединена пунктирными линиями /если отсутствуют сплошные линии/.

Ряд характерных особенностей можно увидеть на графиках, приведенных на рис. 2. Общей чертой является уменьшение деформации β "ирист"-конфигурации в начале интервала изменения I . Исключениями являются ядра ^{174}Hf и ^{178}Hf . Это является естественным следствием уменьшения сферического максимума в оболочечной поправке, кроме того, при числе нейтронов, равном 94, 98, 106 /исключая ^{176}Yb /, 110 и 114, наблюдается отклонение в сектор $0 < \gamma < \pi/3$, что соответствует вращению вокруг промежуточной оси классического тензора инерции. Однако при $I < 20$ наши результаты не справедливы в силу того, что эффекты спаривания не были учтены. Из ряда расчетов при использовании микроскопических моделей /9-11/, в которых этот эффект принимался во внимание и использовалась теория возмущений /что обосновано при таких малых значениях спина/, следует, что как β , так и γ увеличиваются при малых значениях спина.

При больших значениях классические центробежные силы достаточно велики, чтобы отклонить систему в сектор $-\pi/3 < \gamma < 0,0$. В результате путь, проходимый

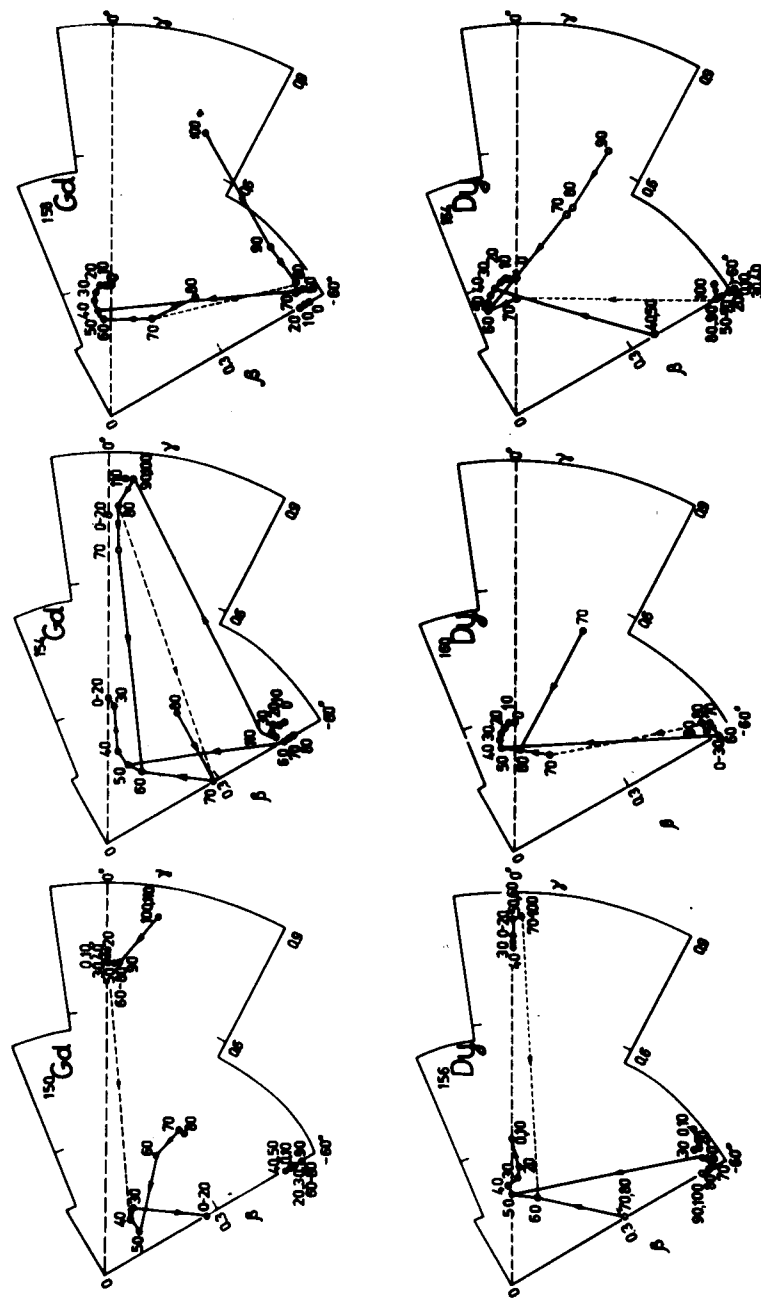


Рис. 2а. Координаты минимумов в энергии деформации. Объяснение дано в тексте.

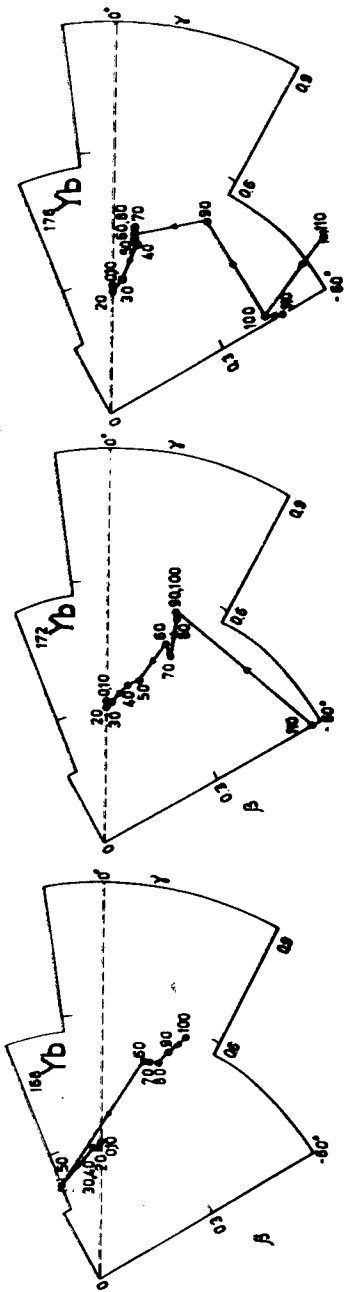
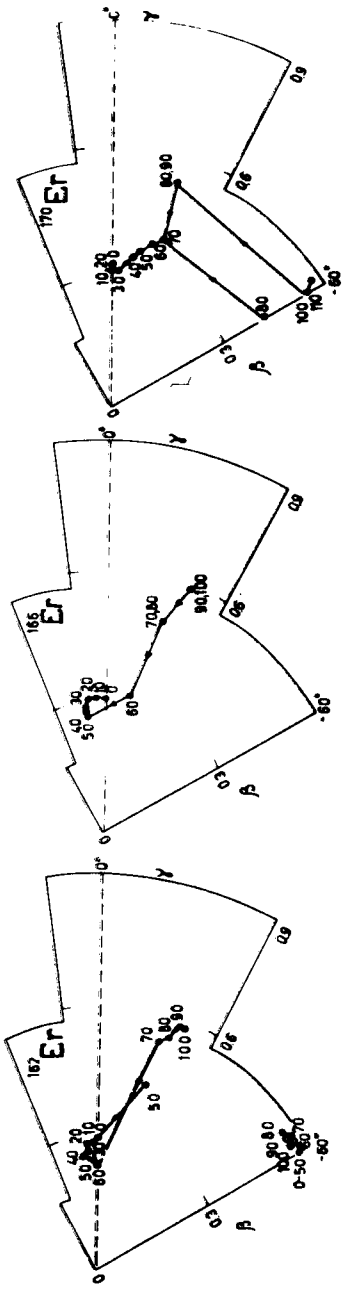


Рис. 2б. То же, что и на рис. 2а.

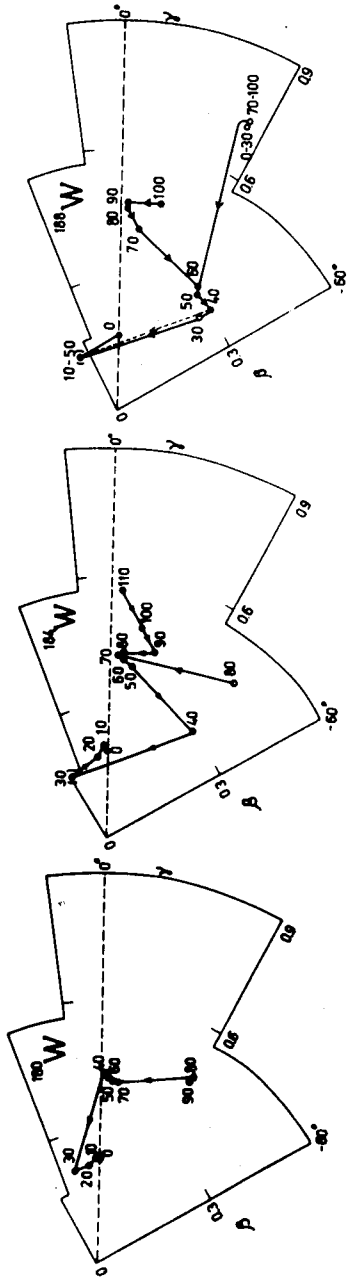
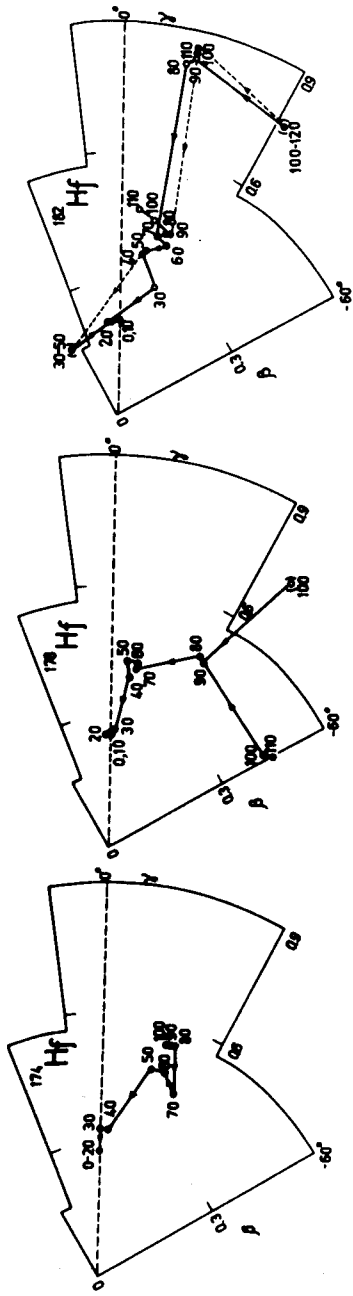


Рис. 2в. То же, что и на рис. 2а.

“и́раст”-конфигурацией в β - γ -плоскости, часто имеет форму спирали /особенно в ядрах с $N = 98$ и 102 /.

Более того, при большой деформации центробежная и кулоновская силы заметно уравнивают поверхностное натяжение, так что жесткость по отношению к деформации в “гладкой” части полной энергии деформации существенно уменьшается. Это приводит к тому, что если глубокий минимум присутствует в оболочечной поправке, а он действительно присутствует в ядрах с Z около 66 и N около 88, то он проявляется также и в полной энергии деформации. Влияние существования этого минимума на γ -распад будет обсуждаться ниже, в разделе 4.

Многие ядра имеют группу минимумов с почти неизменным положением вокруг $(\beta, \gamma) = (0,55; -60^\circ)$. В некоторых случаях ($^{154,158}\text{Gd}$, $^{156,160}\text{Dy}$) этот “сплюснутый” минимум теряет стабильность при промежуточных спинеях около $I=50$ и затем снова становится стабильным при больших значениях спина. Для более тяжелых ядер он стабилен /если вообще стабилен/ только при очень больших спинеях. Только в некоторых случаях минимум около “сплюснутой” оси становится частью “и́раст”-последовательности, и никогда - при $I < 80$.

3. Верхний предел для спина

Вычисления проводились при спине вплоть до 140. Как видно из табл. 1, стабильные конфигурации иногда встречаются при таком большом спине, как $I=120$. Это следует сравнить с классической моделью 12 , в которой стабильность относительно деления теряется при $I \approx 80$, если применить тот же самый критерий стабильности, который используется для полной энергии, а именно: величина барьера должна быть не меньше 1-2 МэВ.

Таким образом, оболочечная энергия имеет общее стабилизирующее влияние относительно центробежного растяжения. Это является вполне естественным следствием того, что энергетическая поверхность с включением оболочечной поправки становится значительно менее регулярной по сравнению с классической поверхностью

энергии. Такая нерегулярность приводит к целому ряду “ям” в широкой барьерной области /см., например, рис. 1, $I=80$ /, где система может “укрыться” от результирующей классической силы, которая здесь слаба, ибо центробежная сила находится в приблизительном равновесии с кулоновской силой и силой поверхностного натяжения. Отметим, что таким свойством обладают системы с нулевой температурой. С ростом температуры следует ожидать приближения к классической картине.

4. γ -распад

Как видно из рис. 2, наиболее вероятный путь системы при γ -распаде не всегда следует “и́раст”-конфигурации. Рассмотрим, например, ядро ^{182}Hf . Если это ядро оказалось в результате статистического процесса в точке на “и́раст”-полосе с $40 \leq I \leq 90$, то, согласно нашим предсказаниям, последующий γ -распад пройдет через второй минимум при $I \approx 30$ и система снова вернется на “и́раст”-полосу только при $I \approx 20$.

В такой точке пересечения, где одно семейство минимумов теряет стабильность относительно переходов по направлению к минимумам другого семейства, за часть распада должны быть ответственны вибрационные переходы и следует ожидать некоторой задержки γ -распада.

В двух из 18 исследованных случаев ^{150}Gd и ^{156}Dy /два различных семейства минимумов, каждое из которых содержит часть “и́раст”-полосы, остаются разделенными вплоть до $I=0$. В таком случае, если ядро окажется первоначально сформированным в такой конфигурации, которая в конце концов развивается во второй минимум, то будет необходимо большое изменение деформации, чтобы привести систему в основное состояние, и, следовательно, нужно ожидать значительной задержки в полном распаде.

Еще более сильный эффект подобного рода ожидается для ядер с $N=88$, как это следует из вычислений нейтронной оболочечной поправки, которая имеет наиболее глубокий минимум в случае $N=88$. при большой “вытяну-

той" деформации. Однако изотопы с $N=88$ систематически не изучались.

На рис. 3 показаны три разделенные семейства конфигураций в ^{150}Gd в виде графика энергии в зависимости от спина.

Еще одна возможная причина задержки полного распада возникает в тех случаях, когда система вынуждена проходить через конфигурации, близкие к "сплюснутой" оси, где γ -переходы не имеют коллективного характера /13/.

То, что в большинстве случаев ядро остается относительно близким к "вытянутой" оси, приводит к возможности плотного спектра возбужденных состояний над последовательностью уровней с минимальной энергией, связанных с обсуждаемым Моттельсоном /1/ нутационным движением. Так, если вставить в формулу для частоты нутации, данную в работе /1/, моменты инерции твердого ротатора, то получается выражение

$$\omega_w = I \sqrt{\left(\frac{1}{J_2} - \frac{1}{J_1}\right) \left(\frac{1}{J_3} - \frac{1}{J_1}\right)} \approx \left(\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right) \sqrt{3 \sin|\gamma|} \frac{I}{J_0}, \quad /1/$$

где J_0 означает момент инерции сферы. При $\beta=0,5$, $\gamma=-20^\circ$ и $I=50$ имеем, что $\omega_w \sim 200$ кэВ. Это значение достаточно мало, чтобы другие моды распада, параллельные "ирист"-полосе, были возможны, что позволяет объяснить /1/ на вид непрерывный характер γ -спектра, который получается вследствие переходов при $I \geq 20$. Отметим также зависимость выражения /1/ от β , γ и I .

Более точные вычисления частоты нутации должны основываться на определении энергии таких конфигураций, в которых ориентация углового момента отличается от любой главной оси классического тензора инерции. Интересной проблемой, возникающей в этой связи, является вопрос, может ли существовать стабильная конфигурация с такой косо́й ориентацией углового момента.

5. Заключение

В заключение приведем основные выводы предыдущих разделов.

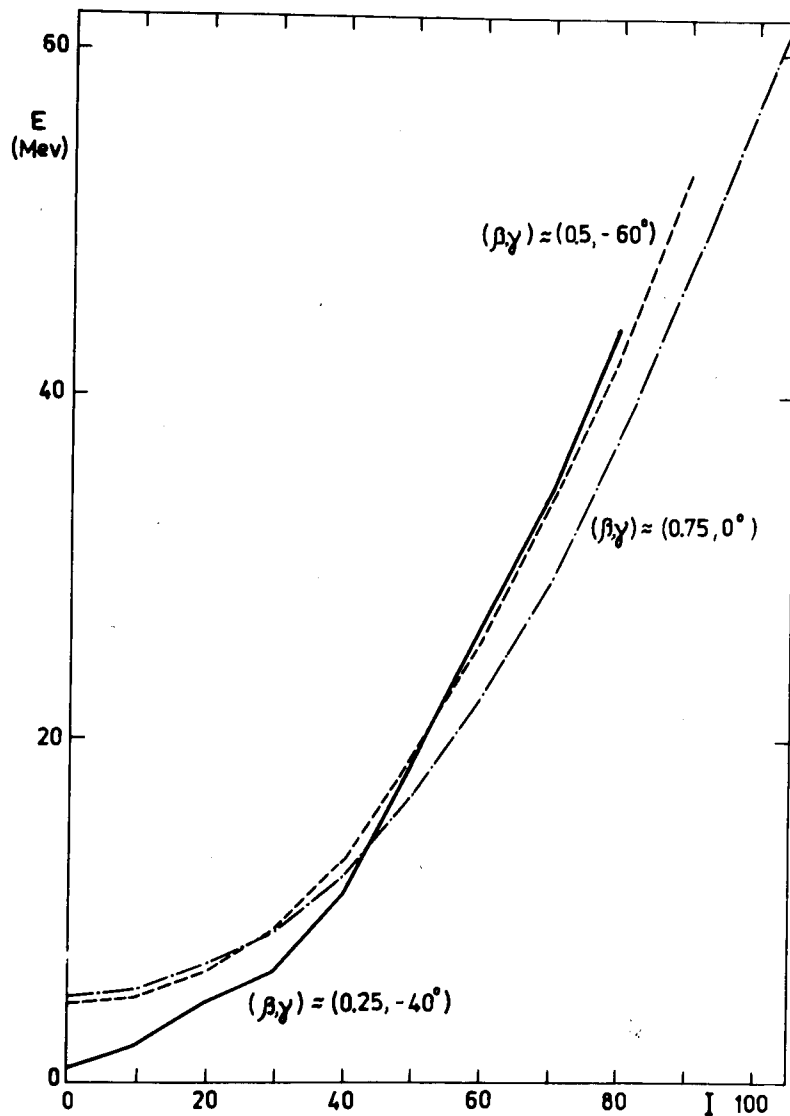


Рис. 3. График энергии в зависимости от спина для трех разделенных семейств минимумов в энергии деформации ядра ^{150}Gd .

1/ Почти во всех случаях деформация β "ирист"-конфигурации уменьшается с ростом I при малых спинах.

2/ В случае $N = 94, 98, 106$ /за исключением $^{176}\text{Yb}/$, 110 и 114 параметр неаксиальности γ растет с ростом I при малых спинах.

3/ При больших спинах классическая центробежная сила вынуждает систему двигаться в направлении больших β и меньших γ . Однако точное положение "ирист"-минимума все еще определяется оболочечной поправкой в рамках широких пределов, налагаемых конкурирующими между собой классическими силами.

4/ Вблизи "сплюснутой" оси часто находится группа минимумов при $\beta = 0,5$. Но только в исключительных случаях эти минимумы становятся частью "ирист"-семейства.

5/ Верхний предел для спина, вообще говоря, возрастает с включением оболочечной энергии. Максимальный спин в стабильной конфигурации в наших расчетах оказался равным 120 , что следует сравнить с классическим пределом $I \approx 80$ /это заключение относится к системе с нулевой температурой/.

6/ Второй минимум в энергии деформации часто играет существенную роль в распаде, следующем после того, как статистический распад приведет ядро в область "ирист"-полосы. В ядрах $^{150,152}\text{Gd}$ и $^{154,156}\text{Dy}$ большое изменение деформации, как следует из расчетов, является необходимой составной частью распада, если произошло заселение области с большим спином в районе "ирист"-полосы.

7/ Данные о "вытянутой" деформации тех минимумов, которые участвуют в распаде, свидетельствуют о возможном существовании плотного спектра возбужденных состояний над "ирист"-полосой.

В процессе настоящей работы мы имели полезные обсуждения с коллегами из Варшавы, Дубны, Копенгагена, Лунда, и Россендорфа. Один из авторов /К.Н./ благодарен Объединенному институту ядерных исследований за гостеприимство, оказанное ему во время его пребывания в Дубне.

Таблица
Минимумы в энергии деформации при различных спинах. Для каждого ядра указан абсолютный минимум (отмеченный как I) и локальные минимумы (если они присутствуют) (отмечены как II и III). Каждый минимум описывается его координатами β (первая строка) и γ (вторая строка, в градусах) и энергией E (третья строка, в МэВ). Для сферической жидкой капли E=0. Числа, заключенные в скобки, получены экстраполяцией за границу области. Их следует считать приближенными

Ядро	Спин													
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	
^{150}Gd	I	0,27	0,27	0,27	0,16	0,14	0,72	0,72	0,72	0,72	0,72	0,72	0,83	0,83
		-60	-60	-60	-27	0	-1	-1	-1	-1	-2	-2	-8	-8
		0,8	2,1	4,7	6,4	10,8	16,8	22,5	29,3	37,7	47,4	56,9	67,0	67,0
II		0,49	0,49	0,50	0,50	0,73	0,13	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,52	0,52
		-60	-60	-60	-60	0	-40	-60	-60	-60	-60	-60	-60	-60
		4,6	5,0	6,5	9,0	12,2	18,6	25,8	34,0	42,5	53,1			
III		0,73	0,73	0,74	0,73	0,48	0,48	0,30	0,37	0,37	0,37	0,37	0,37	0,37
		0	0	0	0	-60	-60	-24	-27	-28				
		5,0	5,5	6,9	9,1	13,0	18,9	26,5	34,3	44				
^{154}Gd	I	0,34	0,34	0,34	0,33	0,21	0,19	0,19	0,27	0,78	0,85	0,85	0,85	0,85
		0	0	0	-2	-5	-11	-24	-60	-2	-4	-4	-3	-3
		1,1	1,8	3,7	7,0	10,8	16,2	24,0	32,6	40,9	48,4	56,8	66,4	66,4
II		0,53	0,52	0,51	0,50			0,51	0,52	0,53			0,50	0,50
		-55	-55	-54	-55			-60	-60	-60			-57	-57
		4,4	5,5	6,9	10,2			27,7	33,3	41,0			72,7	72,7
III		0,76	0,76	0,76				0,68	0,34					
		0	0	0				-2	-27					
		9,9	10,4	11,8				33,9	42,6					

Продолжение таблицы

Слэш

Ядро	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
^{158}Gd	I	0,30	0,30	0,30	0,28	0,26	0,24	0,21	0,24	0,53	0,54	0,68	
	II	0,2	0,8	2,6	5,5	9,5	15,2	22,9	31,3	39,8	48,7	58,5	
^{156}Dy	I	0,33	0,33	0,26	0,24	0,22	0,20	0,20	0,84	0,84	0,84	0,84	
	II	0,54	0,54	0,52	0,51	0,77	0,83	0,83	0,30	0,52	0,50	0,50	
^{160}Dy	I	0,30	0,30	0,29	0,28	0,26	0,24	0,24	0,24	0,52	0,52	0,52	
	II	0,53	0,53	0,53	0,53	0,36	0,36	0,54	0,47	0,49	0,63		
III	I	0,32	0,32	0,31	0,30	0,28	0,27	0,25	0,27	0,53	0,53	0,54	
	II	0,53	0,53	0,53	0,53	0,36	0,36	0,54	0,47	0,49	0,63		
^{164}Dy	I	0,32	0,32	0,31	0,30	0,28	0,27	0,25	0,27	0,53	0,53	0,54	
	II	0,53	0,53	0,53	0,53	0,36	0,36	0,54	0,47	0,49	0,63		
III	I	0,32	0,32	0,31	0,30	0,28	0,27	0,25	0,27	0,53	0,53	0,54	
	II	0,53	0,53	0,53	0,53	0,36	0,36	0,54	0,47	0,49	0,63		

Продолжение таблицы

Слэш

Ядро	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
III	I	0,30	0,29	0,29	0,27	0,26	0,25	0,24	0,53	0,55	0,58	0,58	
	II	0,54	0,54	0,54	0,54	0,36	0,36	0,54	0,54	0,53	0,53	0,53	
^{162}Er	I	0,30	0,29	0,29	0,27	0,26	0,25	0,24	0,53	0,55	0,58	0,58	
	II	0,54	0,54	0,54	0,54	0,36	0,36	0,54	0,54	0,53	0,53	0,53	
III	I	0,30	0,29	0,29	0,27	0,26	0,25	0,24	0,53	0,55	0,58	0,58	
	II	0,54	0,54	0,54	0,54	0,36	0,36	0,54	0,54	0,53	0,53	0,53	
^{166}Er	I	0,31	0,31	0,31	0,29	0,28	0,27	0,32	0,50	0,50	0,59	0,59	
	II	0,54	0,54	0,54	0,54	0,36	0,36	0,54	0,54	0,53	0,53	0,53	
^{170}Er	I	0,33	0,32	0,32	0,32	0,35	0,36	0,38	0,40	0,54	0,54	0,51	0,54
	II	0,54	0,54	0,54	0,54	0,36	0,36	0,54	0,54	0,53	0,53	0,53	
III	I	0,33	0,32	0,32	0,32	0,35	0,36	0,38	0,40	0,54	0,54	0,51	0,54
	II	0,54	0,54	0,54	0,54	0,36	0,36	0,54	0,54	0,53	0,53	0,53	

Продолжение таблицы

Ядро	Спин													
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	
168 Yb	I	0,31	0,29	0,29	0,30	0,30	(0,23)	0,50	0,50	0,50	0,53	0,58		
		0	0	1	2	2	(23)	-12	-13	-15	-17	-20		
172 Yb	I	-2,3	-1,5	1,0	4,8	9,8	35,7	21,4	27,5	35,2	43,8	51,7		
		0,32	0,32	0,31	0,32	0,36	0,37	0,47	0,45	0,54	0,55	0,55	0,55	
176 Yb	I	-2,2	-1,4	1,3	5,3	9,8	15,4	21,2	27,7	34,9	42,0	51,0	60,5	
		0,29	0,29	0,28	0,31	0,39	0,40	0,41	0,42	0,41	0,49	0,41	(0,65)	
II		0	0	0	-5	-9	-8	-8	-8	-8	-26	-58	(-50)	
		-1,7	-0,8	2,0	5,9	9,3	13,5	19,1	25,5	33,3	40,2	49,6	(59,0)	0,45
174 Hf	I	0,29	0,29	0,29	0,34	0,34	0,48	0,48	0,45	0,55	0,55	0,55	60,8	
		0	0	0	0	-3	-13	-17	-21	-17	-16	-15		
II		-1,7	-0,8	2,0	5,4	9,8	14,9	19,8	26,5	33,6	40,9	49,7		
		(0,65)	(0,69)	(0,65)	(0,65)	(0,65)	(0,65)	(0,65)						
178 Hf	I	(11,5)	(11,8)	(12,5)	(14,0)	(16,1)	(19,2)	(23,7)						
		0,26	0,26	0,26	0,27	0,39	0,43	0,43	0,42	0,49	0,48	0,41	0,43	
	0	0	1	-1	-6	-5	-8	-8	-25	-26	-58	-60		
	-1,9	-0,9	1,9	6,1	9,6	13,4	18,0	24,6	31,7	39,1	48,8	59,0		

Продолжение таблицы

Ядро	Спин													
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	
182 Hf	I	0,22	0,22	0,21	(0,17)	0,37	0,38	0,40	0,41	0,42	0,42	0,85	0,86	(0,75)
		0	0	8	(35)	-8	-9	-15	-12	-14	-15	-11	-11	(-30)
II		-0,3	0,5	3,6	(6,6)	10,0	13,6	18,1	24,3	31,4	39,4	47,4	53,8	(63,9)
		0,30	(0,17)	(0,17)					0,82	0,84	(0,75)	(0,75)		
III		-15	(35)	(35)					-10	-11	(30)	(30)		
		7,0	(10,8)	(16,9)					35,5	41,3	(48,5)	(55,8)		
180 W	I	0,24	0,24	0,23	0,22	0,44	0,43	0,42	0,42	0,48	0,47			
		0	1	5	15	-1	-2	-4	-5	-27	-26			
184 W	I	-1,8	-1,0	1,2	5,9	9,2	12,7	17,6	23,9	30,0	37,6			
		0,20	0,21	0,19	0,16	0,32	0,40	0,41	0,42	0,43	0,44	0,49	0,57	
	0	2	9	30	-39	-7	-4	-3	-4	-13	-8	-2		
	-1,4	-0,4	2,4	6,0	10,2	13,5	18,1	23,8	30,8	38,8	47,0	56,2		
								0,46						
								-38						
								30,8						

Продолжение таблицы

Ядро	СПИН												
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
^{186}W	I	0,17 0	(0,15) (40)	(0,15) (40)	0,31 -43	0,32 -35	0,34 -32	0,42 -6	0,47 -2	0,48 -2	0,48 -11		
	II	-1,2 0,72 -24	(-0,4) 0,72 -24	(1,4) 0,72 -24	(4,7) 0,28 -41	8,7 (0,15) 40	12,7 (0,15) 40	18,3 (0,15) 40	24,2 0,73 -24	30,6 0,73 -24	37,8 0,73 -24	45,5 0,73 -24	
	III	10,5	10,9	12,3	5,9	9,7	(16,5)	28,9	33,7	39,1	45,7		
					0,72								
					-24								
					14,1								

Литература

1. B.R.Mottelson. Proc. Nuclear Structure Symposium of the Thousand Lakes, Joutsa, 1970 (Dept. of Phys., Univ. of Jyväskylä, Res. Rep. 4/1971), part II, p. 148.
2. M.Brack, J.Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, and C.Y.Wong. Rev.Mod.Phys., 44, 320 (1974).
3. В.В.Пашкевич, С.Фрауендорф. ЯФ, 20, 1122 /1974/.
4. К.Неергорд, В.В.Пашкевич, С.Фрауендорф. Препринт ОИЯИ, Р4-9194, Дубна, 1975.
5. R.Bengtsson, S.E.Larsson, G.Lender, P.Møller, S.G.Nilsson, S.Åberg and Z.Szymanski. Preprint June, 1975.
6. A.Bohr and B.R.Mottelson. Nucl.Struct., vol. I (Benjamin Press, New York, 1969) vol. II (in press).
7. К.Неергорд, В.В.Пашкевич, С.Фрауендорф. Препринт ОИЯИ, Р4-9195, Дубна, 1975.
8. К.Неергорд, В.В.Пашкевич. ОИЯИ, Р4-8947, Дубна, 1975.
9. E.R.Marshalek. Phys.Rev., 158, 993 (1967).
10. D.Karadjov, I.N.Mikhailov and J.Piperova. Phys. Lett., 46B, 163 (1973).
11. K.Neergard. NORDITA-preprint, December, 1974.
12. S.Cohen, F.Plasil and W.J.Swiatecki. Ann.Phys., 82, 557 (1974).
13. A.Bohr and B.R.Mottelson. Physica Scripta, 10A, 13 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 сентября 1975 года.