

сообщения  
Объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

88-933  
A 281

P4-88-933

И.Адам, Б.А.Аликов\*, Х.Н.Бадалов,  
Я.Ваврышук, В.Вагнер, К.Я.Громов,  
Т.М.Муминов\*

СИСТЕМАТИКА И АНАЛИЗ  
СВОЙСТВ ЯДЕР НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ  
ИТТЕРБИЯ С  $A = 163-173$   
Неротационные состояния

---

\* Научно-исследовательский институт  
прикладной физики ТашГУ, Ташкент.

1988

## 1. Введение

В течение последних пяти лет наметился значительный прогресс в описании свойств возбужденных состояний деформированных нечетных ядер. В работах Квасила и др. <sup>/1,2/</sup>, Шаронова и др. <sup>/3/</sup> было показано, что полумикроскопическая квазичастично-фононная модель Соловьева <sup>/4,5/</sup> с включением кориолисова смешивания может эффективно использоваться для описания хорошо деформированных нечетных по  $A$  ядер. В частности, использование подходов, развитых в <sup>/1-3/</sup>, показало, что квазичастично-фононное взаимодействие позволяет получить необходимое ослабление матричных элементов кориолисова взаимодействия. Несомненный успех достигнут также в описании электромагнитных свойств нечетных деформированных ядер. Первые расчеты вероятностей  $E2(\Delta K = 2)$ -переходов для большой группы ядер в рамках квазичастично-фононной модели были сделаны в работе <sup>/6/</sup>. В дальнейшем в работе <sup>/7/</sup> было учтено влияние принципа Паули на вероятности  $E\lambda$ -переходов и продемонстрирована важность учета малых гамма-вибрационных компонентов при расчете вероятностей  $E2(\Delta K = 2)$ -переходов. Последние расчеты <sup>/8/</sup> вероятностей  $E1$ -переходов в нечетных деформированных ядрах с  $A \geq 150$  в рамках того же подхода показали необходимость учета октупольных вибраций остова и "хвоста" гигантского дипольного резонанса.

В настоящей работе проводится анализ свойств деформированных нечетных ядер иттербия с  $N = 93 - 103$ . Вначале обсуждаются деформации и квадрупольные моменты  $Q_0$  <sup>/9/</sup> их основных и возбужденных состояний. Далее по методу, развитому в <sup>/3/</sup>, в рамках квазичастично-фононной модели с включением кориолисова взаимодействия проводятся расчеты и анализ энергий и структуры неротационных состояний.

## 2. Краткий обзор результатов экспериментальных и теоретических исследований ядер иттербия

Ядро  $^{163}_{70}\text{Yb}_{93}$

Изотоп  $^{163}\text{Lu}$ , распадающийся с  $T_{1/2} = (4,1 \pm 0,2)$  мин в ядро  $^{163}\text{Yb}$ , впервые был обнаружен в продуктах ядерных реакций глубокого расщепления вольфрама и тантала протонами с энергией 1 ГэВ <sup>/10/</sup>. Распаду  $^{163}\text{Lu}$  приписано 37  $\gamma$ -переходов. На основе систематики и характера

$\beta^+$ -распада  $^{163}\text{Lu}$  основному состоянию  $^{163}\text{Yb}$  предложены характеристики  $3/2^- [52\text{I}]$  /11/. Схема распада  $^{163}\text{Lu}$ , впервые предложенная в /12/ на основе исследований спектров  $\gamma$ -лучей, электронов внутренней конверсии,  $\gamma\gamma$ - и  $e\gamma$ -совпадений, включает в себя 16 уровней. Идентифицированы некоторые уровни ротационных полос состояний  $3/2^- [52\text{I}]$  (с  $I^\pi = 3/2^-$  и  $5/2^-$ ) и  $5/2^- [523]$  ( $I^\pi = 5/2^-$ ). Дополнительные сведения о схеме распада  $^{163}\text{Lu}$  получены в работе /13/. При изучении реакции  $^{152}\text{Sm} (^{16}\text{O}, \alpha n \gamma)$  /14, 15/ были идентифицированы вращательные уровни полос, построенных на одночастичных состояниях  $3/2^- [52\text{I}]$  и  $5/2^- [523]$  до спинов  $29/2^-$  и  $45/2^-$  соответственно, а также уровни сильно смешанной полосы состояний положительной четности до спина  $45/2^+$ . Изучение высокоспиновых состояний продолжалось в работе /16/. В работе /12/ измерено методом  $e\gamma$ -задержанных совпадений время жизни уровня  $53,9$  кэВ, а затем в работе Рихтера /15/ приведены результаты измерений времен жизни уровней  $13/2^+$ , с энергией  $(X + 43,0)$  кэВ,  $17/2^+$ , с энергией  $(X + 246,2)$  кэВ, и уровня  $5/2^-$ , с энергией  $78,3$  кэВ.

Ядро  $^{165}\text{Yb}_{95}$

Изотоп  $^{165}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 11,8 \pm 0,5$  мин) обнаружен Майером и др. /17/ в продуктах ядерной реакции  $^{169}\text{Tm} (^3\text{He}, 7n \gamma)$ . Спин его основного состояния  $I = 1/2$  определен методом атомного пучка /18/. При этом основное состояние  $^{165}\text{Lu}$  идентифицировалось как  $1/2^+ [4\text{II}]$ , хотя не исключена возможность приписания характеристик  $1/2^- [54\text{I}]$  \*) /19/.

Распад  $^{165}\text{Lu} \rightarrow ^{165}\text{Yb}$  исследовался в работах /20-22/. Продолжая начатые в /20/ исследования распада  $^{165}\text{Lu}$ , Адам и др. /22/ измерили спектры  $\gamma$ -лучей, электронов внутренней конверсии,  $e\gamma$ - и  $\gamma\gamma$ -совпадений. В результате анализа полученных данных было обнаружено 125  $\gamma$ -переходов и предложена схема распада, включающая 26 возбужденных состояний  $^{165}\text{Yb}$ .

Адамом и др. /23/ были определены также периоды полураспада уровней  $87,5$  ( $7/2^-$ ),  $120,6$  ( $3/2^-$ ),  $126,7$  ( $9/2^+$ ),  $132,5$  ( $5/2^+$ ,  $7/2^+$ ) и  $174,2$  ( $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ) кэВ. В работе /15/ приведены данные о временах жизни уровней  $197,5$  ( $9/2^-$ ),  $209,6$  ( $11/2^+$ ),  $217,0$  ( $13/2^+$ ) и  $423,1$  кэВ ( $17/2^+$ ).

Возбужденные состояния  $^{165}\text{Yb}$  изучались также в ядерных реакциях:  $^{169}\text{Tm} (p, n \gamma)$  /24/,  $^{148}\text{Nd} (^{22}\text{Ne}, 5n \gamma)$  и  $^{156}\text{Gd} (^{12}\text{C}, 3n \gamma)$  /25/,  $^{152}\text{Sm} (^{18}\text{O}, 5n \gamma e^-)$  и  $^{154}\text{Sm} (^{16}\text{O}, 5n \gamma e^-)$  /14/ и др. В /24/ был предложен

\*) В работе /13/ утверждается, что основное состояние  $^{165}\text{Lu}$  имеет нильссоновские характеристики  $7/2^+$   $7/2 [404]$ .

фрагмент схемы уровней ротационных полос  $5/2^- [523]$  до спина  $I^\pi = 11/2$  и  $3/2^- [52\text{I}]$  до  $I^\pi = 7/2^-$ . Авторы /25/ наблюдали в  $^{165}\text{Yb}$  уровни ротационной полосы  $3/2^- [52\text{I}]$  вплоть до  $I^\pi = 45/2^-$  и сильно смешанную корриолисовым взаимодействием полосу положительной четности (подоболочка  $i_{13/2}$ ) вплоть до  $I^\pi = 41/2^+$ . Рихтер и др. /14/ при изучении реакций  $^{152}\text{Sm} (^{18}\text{O}, 5n \gamma e^-)$  и  $^{154}\text{Sm} (^{16}\text{O}, 5n \gamma e^-)$  получили сведения о нижних возбужденных состояниях  $^{165}\text{Yb}$ . В работах /26-28/ продолжалось изучение высокоспиновых состояний  $^{165}\text{Yb}$ , возбуждаемых в реакциях с тяжелыми ионами; так, например, Бек и др. /28/ в реакции  $^{130}\text{Te} (^{40}\text{Ar}, 5n \gamma)$ , используя впервые метод тройных  $\gamma\gamma\gamma$ -совпадений с 20 антикомптоновскими  $\gamma$ -спектрометрами (типа Ge + BGO), наблюдали уровни с  $I^\pi$  вплоть до  $77/2^-$ .

Ядро  $^{167}\text{Yb}_{97}$

Схема уровней  $^{167}\text{Yb}$  относительно хорошо изучена как при радиоактивном распаде  $^{167}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 55$  мин) /29-34/, так и в различных ядерных реакциях:  $^{168}\text{Yb} (d, t)$  /35/,  $^{166}\text{Er} (\alpha, 3n \gamma)$  /36/ и  $^{154}\text{Sm} (^{16}\text{O}, 3n \gamma)$  /15/. Наиболее полная схема распада  $^{167}\text{Lu}$  предложена в работах /33, 34, 37/. Важная информация о спинах и четностях возбужденных состояний  $^{167}\text{Yb}$  была получена при измерении анизотропии  $\gamma$ -лучей при распаде ядер  $^{167}\text{Lu}$ , ориентированных при низких температурах в Gd-матрице /38/. В этой работе определены также значения параметров смешивания многих  $\gamma$ -переходов.

В схеме уровней  $^{167}\text{Yb}$  идентифицированы вращательные полосы, основанные на одночастичных состояниях отрицательной четности  $5/2^- [523]$ ,  $1/2^- [52\text{I}]$ ,  $3/2^- [52\text{I}]$ ,  $5/2^- [512]$  и  $11/2^- [505]$ , а также полоса положительной четности на состоянии  $5/2^+ [642]$ . Имеются некоторые указания на идентификацию отдельных уровней полос  $3/2^+ [65\text{I}]$  и  $7/2^+ [633]$ . Интерпретация большинства уровней в  $^{167}\text{Yb}$  была сделана в работах /33, 34/. Однако для некоторых уровней она по-прежнему либо затруднительна, либо противоречива. Особенно это относится к состояниям  $213,2$ ;  $411,0$ ;  $553,5$  и  $440,7$  кэВ. Как отмечалось в работе /33/, это, по-видимому, вызвано сильным корриолисовым взаимодействием между полосами  $5/2^- [512]$  и  $3/2^- [52\text{I}]$ , которое сильно искажает обмечную для энергий уровней ротационных полос  $I(I+1)$  - зависимость.

Времена жизни уровней  $^{167}\text{Yb}$  с энергиями  $29$ ,  $78$ ,  $178$ ,  $188$ ,  $213$ ,  $239$ ,  $258$ ,  $278$  и  $440$  кэВ измерялись в работе Аликова и др. /39/. Ранее в /33/ были оценены времена жизни уровней  $29$ ,  $188$  и  $571$  кэВ, а в работе /40/ сообщалось об обнаружении изомерного состояния с  $T_{1/2} \approx 400$  нс. Времена жизни уровней  $126$  и  $186$  кэВ приведены в /15/.

Влияние кориолисова взаимодействия на структуру возбужденных состояний и свойства электромагнитных переходов в  $^{167}\text{Yb}$  изучалось Квасилом и др. <sup>/1/</sup> в рамках квазичастично-фононной модели с учетом кориолисова смешивания <sup>/2/</sup>. Сильно возмущенная полоса положительной четности  $5/2^+$  [642] анализировалась также Линдбладом <sup>/36/</sup> при использовании унифицированной модели Нильссона со спариванием и включением кориолисова смешивания.

Ядро  $^{169}\text{Yb}_{99}$

Анализ результатов многочисленных исследований распада  $^{169}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 34,06(5)$  ч) и возбужденных уровней  $^{169}\text{Yb}$  выполнен в работах <sup>/41-43/</sup>. Идентифицировано 14 неротационных состояний:  $7/2^+$  [633],  $1/2^-$  [52I],  $5/2^-$  [5I2],  $5/2^-$  [523],  $5/2^+$  [642],  $3/2^-$  [52I],  $3/2^+$  [65I] +  $7/2^+$  [633] @  $Q_{22}$ ,  $1/2^-$  [5I0] +  $5/2^-$  [5I2] @  $Q_{22}$ ,  $K^\pi = 7/2^+ + 7/2^+$  [633] @  $Q_{20}$ ,  $K^\pi = 1/2^- + 1/2^-$  [52I] @  $Q_{20}$ ,  $9/2^+$  [624] и  $7/2^-$  [503], и для большинства из них обнаружены вращательные уровни. Позднее, в первых измерениях  $\gamma\gamma$ -угловых корреляций при распаде  $^{169}\text{Lu}$  <sup>/44/</sup>, установлены или подтверждены мультипольности ряда  $\gamma$ -переходов и спины некоторых уровней  $^{169}\text{Yb}$ . В работе Данаа и др. <sup>/45/</sup> изучалась анизотропия гамма-лучей при распаде ориентированных ядер  $^{169}\text{Lu}$ . Установлены спины многих уровней с  $E < 2$  МэВ и определены коэффициенты смешивания мультипольностей для 90  $\gamma$ -переходов. Адам и др. <sup>/46/</sup> выполнили прецизионные измерения интенсивностей  $\gamma$ -лучей при распаде  $^{169}\text{Lu}$  с помощью антикомптоновского Ge(Li)-спектрометра. Полученные данные подтверждают и уточняют результаты анализа <sup>/41-43/</sup>. Бацелар и др. <sup>/47/</sup> при изучении реакции  $^{124}\text{Sn}(^{48}\text{Ca}, 3n\gamma)$  обнаружили в  $^{169}\text{Yb}$  возбужденные состояния с очень высокими значениями спина: до  $61/2^+$  при энергии 7772 кэВ и  $73/2^-$  при - 10962 кэВ.

Времена жизни возбужденных состояний в ядре  $^{169}\text{Yb}$  измерены для уровней 24 <sup>/48/</sup>, 71, 87, 99, 191 и 279 кэВ <sup>/49, 50/</sup>.

Теоретические исследования энергий и структуры состояний  $^{169}\text{Yb}$  проводились в работах <sup>/51-53/</sup> и недавно в работах <sup>/54, 88/</sup>. В этих работах в рамках моделей, учитывающих взаимодействие частиц с вибрациями остова, представлены расчеты структуры неротационных состояний в ядре  $^{169}\text{Yb}$ . Вращательные возбуждения рассчитывались с учетом кориолисова смешивания состояний. Несмотря на то, что, в основном, расчеты согласуются с экспериментом, для отдельных уровней предсказанная структура не согласуется с экспериментальными данными.

Ядро  $^{171}\text{Yb}_{101}$

Наиболее полная схема распада  $^{171}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 8,24$  дн.) предложена Бацевым и Бонч-Осмоловской <sup>/55/</sup> и Адамом и др. <sup>/56/</sup>. Спин основного состояния  $^{171}\text{Lu}$  измерен в <sup>/57/</sup>, он равен  $7/2^-$ . Нильссоновские квантовые характеристики  $7/2^+7/2^-$  [404]. При  $\beta^-$ -распаде  $^{171}\text{Tm}$  ( $T_{1/2} = 1,92$  г), который идет преимущественно на основное (98%) и первое возбужденное состояния (2%)  $^{171}\text{Yb}$ , наблюдается только одна  $\gamma$ -линия 66,7 кэВ <sup>/58/</sup>. Полный список работ, опубликованных с 1965 по 1983 гг. и посвященных исследованию распада  $^{171}\text{Lu}$ , приводится в лекциях Б.С.Джеленова <sup>/59/</sup>. Отмечается, что несмотря на многолетние тщательные исследования распада  $^{171}\text{Lu}$  появятся новые работы, например <sup>/60/</sup>, в которых обнаружены ранее неизвестные гамма-линии. Отмечается также, что до сих пор нет полного согласия относительно энергий, квантовых характеристик и способов разрядки многих уровней с  $E \geq 960$  кэВ. Совсем недавно появились новые работы, посвященные исследованию распада  $^{171}\text{Lu}$  <sup>/56/</sup>, исследованию углового распределения гамма-квантов, испускаемых при распаде ориентированных при низких температурах ядер  $^{171}\text{Lu}$  <sup>/61/</sup>, и измерениям времен жизни возбужденных состояний  $^{171}\text{Yb}$  <sup>/62/</sup>.

Свойства  $^{171}\text{Yb}$  интенсивно изучались в ядерных реакциях:  $^{170}\text{Yb}(d, p)$ ,  $^{172}\text{Yb}(d, t)$  <sup>/35/</sup>,  $^{171}\text{Yb}(d, d')$  <sup>/63/</sup>,  $^{170}\text{Er}(\alpha, 3n\gamma)$  <sup>/64/</sup>,  $^{172}\text{Yb}(^3\text{He}, \alpha)$  <sup>/63/</sup>,  $^{170}\text{Yb}(n, \gamma)$  <sup>/65, 66/</sup>,  $^{173}\text{Yb}(p, t)$  <sup>/63/</sup>. Структура уровней  $^{171}\text{Yb}$  с энергией  $\leq 1$  МэВ была хорошо изучена Бурком и др. <sup>/35/</sup> в (d, p)- и (d, t)-реакциях. Линдблад и др. <sup>/64/</sup> в ядерной реакции  $(\alpha, 3n\gamma)$  исследовали ротационные полосы, построенные на одночастичных состояниях  $7/2^+$  [633],  $1/2^-$  [52I],  $5/2^-$  [5I2] и  $11/2^-$  [505], до спинов 27/2, 25/2, 21/2 и 21/2 соответственно. Полоса  $5/2^-$  [5I2] слабо заселяется в реакциях  $(\alpha, 3n\gamma)$ . Состояния этой полосы с  $I^\pi = 5/2^-, 7/2^-, 9/2^-$  и  $11/2^-$  установлены в работах <sup>/35, 63/</sup>. Исследование реакции захвата нейтрона ядром  $^{170}\text{Yb}$  <sup>/65/</sup> позволило изучить разрядку возбуждаемых состояний с низкими значениями спинов. Так, например, состояния 902,24 кэВ ( $3/2^-$ ) и 1080,92 кэВ ( $7/2^-$ ), введенные на основе результатов <sup>/35/</sup>, идентифицированы как состояния полосы  $3/2^-$  [52I] с заметной примесью компонента  $1/2^-$  [52I] @  $Q_{22}$  <sup>/53/</sup>. Состояние 958,16 кэВ ( $5/2^-$ ) интерпретируется в <sup>/55/</sup> как первый возбужденный уровень вращательной полосы на этом же состоянии. Следует подчеркнуть неоднозначность в интерпретации уровней этой полосы со спинами  $7/2^-$  и  $9/2^-$  <sup>/57/</sup>. Так, в <sup>/61/</sup> делается вывод о том, что состояние 1080 кэВ, введенное в <sup>/35/</sup>, не может быть состоянием с характеристиками  $7/2^- 3/2$  [52I].

В  $(d, p)$ -реакции Бурке и др.<sup>35/</sup> наблюдали в  $^{171}\text{Yb}$  пять уровней полосы с  $K = 1/2$ , относительные интенсивности возбуждения которых близки к соответствующим величинам для уровней полосы  $1/2^- [510]$ , идентифицированных в  $^{173,175}\text{Yb}$ . Однако абсолютная интенсивность возбуждения составляет только около 60% от ожидаемой для этой полосы, что в <sup>35/</sup> объясняют смешиванием с  $K = 1/2$  гамма-вибрационной полосой, построенной на состоянии  $5/2^- [512]$ .

Ядро  $^{173}_{70}\text{Yb}_{103}$

Схема уровней  $^{173}\text{Yb}$ , известная в настоящее время, построена на основе данных, полученных в исследованиях радиоактивного распада  $^{173}\text{Tm}$  <sup>67,68/</sup> и  $^{173}\text{Lu}$  <sup>58,68-71/</sup>, а также в ядерных реакциях  $(d, p)$ ,  $(d, t)$  <sup>35,72/</sup>,  $(^3\text{He}, \alpha)$  <sup>63/</sup> и  $(n, \gamma)$  <sup>73,74/</sup>. В работе <sup>75/</sup> было изучено кудоновское возбуждение уровня 636 кэВ. В результате всех этих исследований были установлены ротационные полосы, развитые на состояниях  $5/2^- [512]$ ,  $7/2^+ [633]$ ,  $1/2^- [521]$ ,  $7/2^- [514]$ . Предварительная идентификация дана полосам  $1/2^- [510]$ ,  $3/2^- [521]$ ,  $3/2^- [512]$ ,  $5/2^- [523]$  и  $3/2^+ [651]$  <sup>72/</sup>. Интенсивности  $\gamma$ -переходов и их мультипольный состав изучались многими авторами. Ссылки на основные работы, посвященные определению энергий и интенсивностей конверсионных электронов и  $\gamma$ -лучей, их мультипольного состава, можно найти в <sup>76/</sup>. Дополнительно можно отметить работы Крацковой и др. <sup>69,70/</sup>, посвященные изучению распада ориентированных ядер  $^{173}\text{Lu}$ , и работу Адама и др. <sup>71/</sup>, в которой изучался  $\beta$ -распад  $^{173}\text{Lu}$ . Данные о магнитных моментах нижайших состояний  $^{173}\text{Yb}$  можно найти в работе Карлсона и др. <sup>77/</sup>, а о временах жизни - в работах <sup>76,77/</sup>.

### 3. Теоретическое исследование неротационных состояний ядер иттербия с $A = 163-173$

Анализ свойств нечетных ядер иттербия проведем в рамках неадиабатической вращательной модели (НВМ) <sup>78/</sup> и модифицированной вращательной модели (МВМ), учитывающей взаимодействие отдачи и квазичастично-фононное взаимодействие <sup>3/</sup>. Свойства и поведение интритационных переходов исследовались также в рамках феноменологического подхода, развитого на основе адиабатического приближения (см., например, <sup>41/</sup>).

Для расчета базиса одночастичных состояний в широком диапазоне энергий (от дна потенциальной ямы до +6,0 МэВ) использовался деформированный аксиально-симметричный потенциал Саксона-Будса <sup>53/</sup>. Параметры потенциала подбирались таким образом, чтобы описать энергии возбуж-

денных неротационных состояний вблизи поверхности Ферми, при этом мы основывались на их параметризации для сферических ядер <sup>79/</sup>.

### 3.1. Равновесные деформации и квадрупольные моменты

Еще в работе <sup>80/</sup> указывалось на возможность отличия формы ядра в возбужденных состояниях от формы в основном состоянии. Поэтому представляет интерес анализ поведения равновесных значений параметров деформации  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_4$  ядер иттербия как в основном, так и в возбужденных состояниях. Расчеты квадрупольной и гексадекапольной деформаций основных и возбужденных состояний проведены методом оболочечной поправки В.М.Струтинского <sup>81/</sup> и модельного подхода, разработанного В.В.Пашкевичем <sup>82/</sup>. Кривые, отражающие поведение  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_4$  ядер иттербия при изменении числа нейтронов  $N$ , приведены на рис.1.

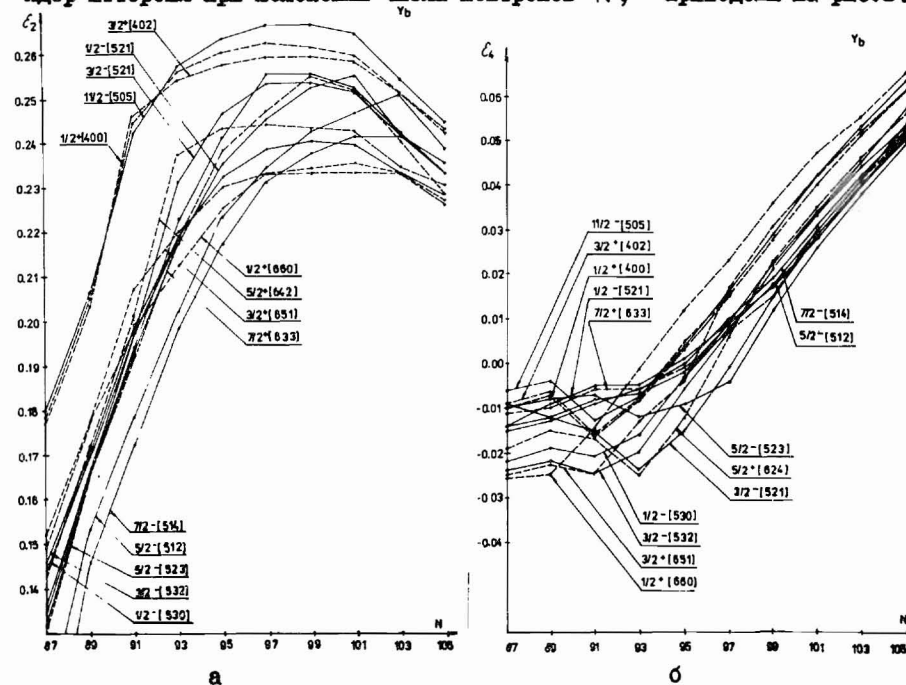


Рис.1. Зависимость расчетных значений параметров квадрупольной  $\epsilon_2$  (а) и гексадекапольной  $\epsilon_4$  (б) деформаций некоторых одно-квазичастичных состояний нечетных ядер иттербия.

Общий ход поведения квадрупольной деформации в различных одно-квазичастичных состояниях, в основном, согласуется с изменением квад-

рупольной деформации в основном состоянии, но имеет заметный разброс по величине. Наиболее деформированы ядра в состояниях  $1/2^+[400]$ ,

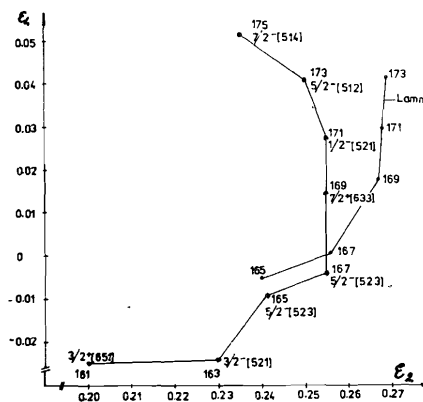


Рис.2. Равновесные значения квадрупольной  $E_2$  и гексадекапольной  $E_4$  деформаций основных состояний ядер иттербия.

$3/2^+[402]$ ,  $11/2^-[505]$ , наименее – в состояниях  $5/2^-[512]$  и  $7/2^-[514]$ . На рис.2 проводится сравнение рассчитанных нами значений квадрупольной  $E_2$  и гексадекапольной  $E_4$  деформаций основных состояний ядер иттербия с аналогичными результатами, полученными Ламмом и др. <sup>78/83/</sup>. Квадрупольная деформация основных состояний ядер  $169, 171, 173 Yb$ , полученная в наших расчетах, заметно меньше.

В таблицах 1 и 2 приведены использованные в расчетах параметры потенциала и равновесные значения параметров квадрупольной и гексадекапольной деформаций некоторых нижайших неротационных возбужденных состояний нечетных ядер иттербия. Из таблицы 2 видно,

Таблица 1. Параметры потенциала Саксона-Вудса для нейтронной и протонной одночастичных схем, использованные в расчетах

Ядро		$R_0, \text{фм}$	$V_0, \text{МэВ}$	$a, \text{фм}^2$	$\alpha, \text{фм}^{-1}$	$\beta_{20}$	$\beta_{40}$
$163 Yb$	N	1,2	44,8	0,40	1,62	0,250	0,040
$165 Yb$	N	1,26	44,8	0,40	1,62	0,260	0,020
$167 Yb$	N	1,24	44,8	0,43	1,59	0,280	0,020
	Z	1,25	59,2	0,30	1,59	0,253	-0,040
$169 Yb$	N	1,24	44,8	0,43	1,67	0,290	-0,010
	Z	1,25	59,2	0,30	1,59	0,253	-0,040
$171 Yb$	N	1,24	44,8	0,43	1,67	0,290	-0,020
	Z	1,25	59,2	0,32	1,59	0,270	0,020
$173 Yb$	N	1,26	44,8	0,42	1,62	0,300	-0,040
	Z	1,25	59,2	0,30	1,59	0,280	0,000

Таблица 2. Равновесные деформации некоторых одночастичных состояний в ядрах иттербия

Ядро		$1/2^-[521]$	$3/2^-[521]$	$3/2^+[651]$	$5/2^-[523]$	$5/2^+[642]$	$5/2^-[512]$	$7/2^-[514]$	$7/2^+[633]$	$11/2^-[505]$
$163 Yb$	$E_2$	0,217	0,230	0,220	0,222	0,237	0,202	0,198	0,219	0,257
	$E_4$	-0,005	-0,024	-0,013	-0,012	-0,025	-0,007	-0,006	-0,006	-0,007
$165 Yb$	$E_2$	0,235	0,246	0,230	0,241	0,243	0,223	0,217	0,238	0,263
	$E_4$	0,001	-0,015	0,004	-0,009	-0,012	-0,002	0,000	-0,001	0,004
$167 Yb$	$E_2$	0,245	0,253	0,233	0,255	0,244	0,234	0,231	0,247	0,266
	$E_4$	0,009	-0,001	0,017	-0,004	0,006	0,008	0,010	0,007	0,016
$169 Yb$	$E_2$	0,252	0,253	0,234	0,255	0,243	0,242	0,237	0,255	0,266
	$E_4$	0,017	0,015	0,031	0,012	0,022	0,017	0,019	0,015	0,029
$171 Yb$	$E_2$	0,255	0,251	0,235	0,252	0,242	0,246	0,241	0,252	0,264
	$E_4$	0,028	0,029	0,042	0,026	0,035	0,030	0,031	0,030	0,042
$173 Yb$	$E_2$	0,241	0,241	0,233	0,242	0,234	0,250	0,241	0,240	0,254
	$E_4$	0,040	0,040	0,052	0,038	0,046	0,041	0,042	0,041	0,053

что величина квадрупольной деформации нижайших возбужденных состояний отличается от таковой в основном состоянии для  $163 Yb$  на 12%,  $165 Yb$  – на 9%,  $167 Yb$  – на 8% и  $169, 171, 173 Yb$  – на 5%. Необходимо отметить, что в рамках используемого нами метода расчета одночастичных энергий и волновых функций в аксиально-симметричном потенциале Саксона-Вудса <sup>78/83/</sup> можно проводить вычисления только с одинаковыми для всех состояний значениями параметров  $E_2 (\beta_{20})$  и  $E_4 (\beta_{40})$ . Обычно эти значения берутся для основных состояний ядер. Поэтому в случаях, когда наблюдается значительное отличие равновесных деформаций в основном и возбужденном состояниях, следует ожидать плохого согласия экспериментальных и рассчитанных энергий одноквантовых возбуждений. Этот факт мы качественно учтем при расчете энергий и структуры неротационных состояний.

Из рис.1 видно, что значения гексадекапольных деформаций  $E_4$  ядер иттербия плавно возрастают от -0,02 до +0,06 с увеличением числа нейтронов от 87 до 105.

Таблица 3. Равновесные деформации и квадрупольные моменты основных состояний ядер иттербия

A	K [N <sub>n</sub> Λ]	$E_2$	$E_4$	$\beta_{20}$	$\beta_{40}$	$Q_0^{расч}, \sigma$	$Q_0^{эксп}, \sigma$
163	$3/2^-[521]$	0,230	-0,024	0,25	0,035	6,23	6,2(I)
165	$5/2^-[523]$	0,241	-0,009	0,26	0,022	6,69	6,94(II)
167	$5/2^-[523]$	0,255	-0,004	0,28	0,020	7,23	7,56(II)
169	$7/2^+[633]$	0,255	0,015	0,29	-0,009	7,37	7,59(III)
171	$1/2^-[521]$	0,255	0,028	0,29	-0,024	7,49	7,72
173	$5/2^-[512]$	0,250	0,041	0,30	-0,038	7,45	7,84(II)
175	$7/2^-[514]$	0,235	0,052	0,26	-0,050	7,03	7,5

В таблице 3 приведены значения  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_4$  (для основных состояний), а также используемые в дальнейших расчетах соответствующие им величины  $\beta_{20}$  и  $\beta_{40}$ , определенные по формулам /84/:

$$\beta_{20} \approx \left[ \frac{2}{3} \varepsilon_2 + \frac{8}{7} \varepsilon_2 \left( \frac{1}{9} \varepsilon_2 - \varepsilon_4 \right) \right] \sqrt{\frac{4\pi}{5}},$$

$$\beta_{40} \approx \left[ -\varepsilon_4 + 8 \varepsilon_2 \left( \frac{1}{35} \varepsilon_2 - \frac{10}{77} \varepsilon_4 \right) \right] \sqrt{\frac{4\pi}{5}}.$$

В той же таблице приведены значения электрических квадрупольных моментов ядер иттербия, рассчитанные в работе /85/ и измеренные в работах /68,86/.

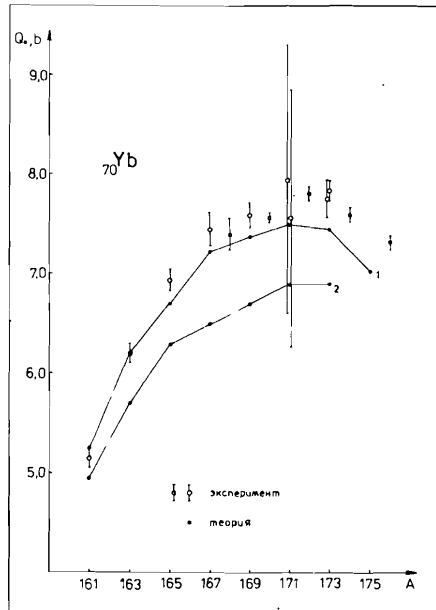


Рис.3. Сравнение экспериментальных значений внутренних квадрупольных моментов ядер иттербия с рассчитанными в работах /9/ (кривая 1) и /85/ (кривая 2).

Согласно с работой /87/ таким образом, чтобы получить наилучшее приближение для четно-нечетной разности масс в области редких земель. Учет влияния "неспаренной" квазичастицы на "сверхтекучий" остов производился включением эффекта блокировки /4/. Рассчитанные значения кон-

На рис.3 проводится сравнение рассчитанных значений  $Q_0$  (кривые 1 и 2) с экспериментальными для основных состояний ядер Yb с  $A = 161-175$ . Кривая 1 построена на основе данных, рассчитанных в /9/, а кривая 2 - в работе /85/. Видно, что результаты расчета /9/ значительно лучше согласуются с экспериментом, хорошо отражая плавное нарастание значений  $Q_0$  от величины  $\sim 5$  б в  $^{161}\text{Yb}$  до максимального значения 7,5 б в  $^{171}\text{Yb}$  и спад при дальнейшем увеличении числа нейтронов.

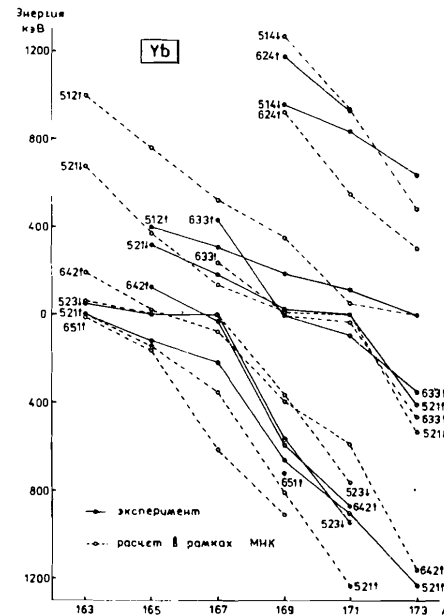
### 3.2. Неротационные состояния

Энергия и структура неротационных состояний ядер иттербия рассчитывались в рамках модели независимых квазичастиц (МНК) /4/ и квазичастично-фононовой модели (КФМ) /4,5/. Учет спаривательного взаимодействия проводился в рамках метода БКШ. Спин монопольного спаривания выбирались в соответ-

ствии с паривательного взаимодействия  $G_N$ , корреляционной функции  $\Delta_N$  и хим.потенциала  $\lambda_N$  приведены в таблице 4.

Таблица 4. Парные энергии  $P_N$ , константы спаривательного взаимодействия  $G_N$ , корреляционные функции  $\Delta_N$  и хим. потенциалы  $\lambda_N$  для нечетных ядер иттербия

Ядро	$P_N$ (МэВ)	$G_N$	$\lambda_N$ (МэВ)	$\Delta_N$ (МэВ)
$^{163}\text{Yb}$	1,15	0,130	-6,147	1,04
$^{165}\text{Yb}$	1,14	0,128	-6,079	1,00
$^{167}\text{Yb}$	1,14	0,131	-5,211	0,97
$^{169}\text{Yb}$	1,06	0,126	-5,212	0,81
$^{171}\text{Yb}$	0,86	0,122	-4,758	0,64
$^{173}\text{Yb}$	0,80	0,119	-5,718	0,45





новлены значения энергий состояний вибрационного типа, знание которых необходимо для проведения подобных расчетов. Вычисленные энергии и структура некоторых неротационных состояний приведены в таблицах 5-8.

Таблица 5. Энергии и структура квазичастично-фононных состояний ядра  $^{167}\text{Yb}$

$K^\pi$	Энергия, кэВ		Структура, %						
	эксп.	теор.							
$5/2^-$	0	0	523↓ 78	52I↑+Q <sub>22</sub> I	5	5I0↑+Q <sub>22</sub> I	2		
			5I2↑ II						
$5/2^+$	29,7	60	642↑ 92	660↑+Q <sub>22</sub> I	4				
$1/2^-$	188,6	15I	52I↓ 86	523↑+Q <sub>22</sub> I	10				
			5I0↑ I						
$3/2^-$	213,2	246	52I↑ 95	523↑+Q <sub>22</sub> I	I				
$5/2^-$	308,5	384	5I2↑ 74	5I0↑+Q <sub>22</sub> I	6	523↑+Q <sub>20</sub> I	4		
			523↓ I4						
$7/2^+$	430,9	448	633↑ 96	5I2↑+Q <sub>3</sub> II	I				
$11/2^-$	571,5	628	505↑ 99	303↑+Q <sub>22</sub> I	I				
$3/2^+$	-	480	65I↑ 78	660↑+Q <sub>22</sub> I	II	402↑+Q <sub>20</sub> I	3		
			402↓ I	52I↑+Q <sub>30</sub> I	I	400↑+Q <sub>22</sub> I	I		
$1/2^+$	-	523	660↑ 59	642↑+Q <sub>22</sub> I	19	65I↑+Q <sub>22</sub> I	15		
			400↑ 2						
$3/2^+$	-	755	402↓ 65	400↑+Q <sub>22</sub> I	19	65II+Q <sub>2</sub> I	8		
			65I↑ I	404↑+Q <sub>22</sub> I	4				
$1/2^-$	-	968	5I0↑ 37	5I2↑+Q <sub>22</sub> I	39	52I↑+Q <sub>20</sub> I	7		
			52I↓ 4	523↑+Q <sub>22</sub> I	6	5I2↑+Q <sub>22</sub> I	6		

Ранее структура неротационных состояний  $^{167}\text{Yb}$  была рассчитана в работах /1,53/. Результаты наших расчетов заметно отличаются от результатов этих работ. По-видимому, это связано с различием используемых параметров среднего поля, параметров деформации, а также с иным способом расчета энергий одноквазичастичных состояний, который проводился по методике /3/, более последовательно учитывающей член отдачи ядра в гамма-тоннеле взаимодействия. Кроме того, мы учитывали K-смешивание близких по энергии одночастичных состояний: в  $^{167}\text{Yb}$  - основного и 308,5 кэВ, имеющих спин и четность  $5/2^-$  и характеристики  $5/2^-$  [523] и  $5/2^-$  [512] соответственно. Из таблицы 5 видно, что примесь второго одночастичного состояния к первому превышает 10%. Типы и доли вибрационных компонентов в неротационных возбуждениях  $^{167}\text{Yb}$ , рассчитан-

Таблица 6. Энергии и структура квазичастично-фононных состояний ядра  $^{169}\text{Yb}$

$K^\pi$	Энергия, кэВ		Структура, %						
	эксп.	теор.							
$7/2^+$	0	0	633↑ 96	5I4↑+Q <sub>30</sub> I	I				
$1/2^-$	24,2	III	52I↓ 96	5I2↑+Q <sub>22</sub> I	I				
			5I0↑ I						
$5/2^-$	191,2	227	5I2↑ 82	5I0↑+Q <sub>22</sub> I	5	624↑+Q <sub>32</sub> I	2		
			523↓ 7						
$5/2^-$	569,8	587	523↓ 87	642↑+Q <sub>30</sub> I	3				
			5I2↑ 8						
$5/2^+$	590,7	60I	642↑ 85	523↑+Q <sub>30</sub> I	5	660↑+Q <sub>22</sub> I	4		
				52I↑+Q <sub>3</sub> II	I				
$3/2^-$	659,6	689	52I↑ 89	65I↑+Q <sub>30</sub> I	3	52I↑+Q <sub>22</sub> I	2		
$3/2^+$	720	699	65I↑ 74	633↑+Q <sub>22</sub> I	6	52I↑+Q <sub>30</sub> I	5		
				660↑+Q <sub>22</sub> I	5	532↑+Q <sub>30</sub> I	2		
				54I↑+Q <sub>30</sub> I	2				
$1/2^-$	813,3	815	5I0↑ 52	5I2↑+Q <sub>22</sub> I	32	52I↓+Q <sub>20</sub> I	6		
			52I↓ 2	5I2↑+Q <sub>22</sub> I	4	523↑+Q <sub>22</sub> I	3		
$11/2^-$	929,1	970	505↑ 99						
$7/2^-$	960,4	986	5I4↓ 77	633↑+Q <sub>30</sub> I	13	5I2↑+Q <sub>22</sub> I	5		
				503↑+Q <sub>20</sub> I	2				
$3/2^-$	1033,9	1452	52I↑ 2	52I↑+Q <sub>22</sub> I	97				
			5I2↓ I						
$9/2^+$	1064,9	1177	624↑ 87	5I2↑+Q <sub>32</sub> I	8	523↑+Q <sub>32</sub> I	I		
$7/2^+$	1070,7	1484		633↑+Q <sub>20</sub> I	100				
$1/2^-$	1110,7	1333	510↑ I	523↑+Q <sub>22</sub> I	97	5I2↑+Q <sub>22</sub> I	2		
$1/2^+$	-	1028	660↑ 6I	642↑+Q <sub>22</sub> I	23	65I↑+Q <sub>22</sub> I	7		
				550↑+Q <sub>30</sub> I	2	530↑+Q <sub>30</sub> I	I		
$5/2^-$	-	1450	523↓ I	52I↑+Q <sub>22</sub> I	99				

ные нами и приведенные в работе /1/, также не согласуются. Используемая нами методика расчета энергий неротационных состояний, как это видно из таблицы 5, дает хорошее согласие с экспериментом.

Теоретические вычисления энергий и структуры возбужденных состояний  $^{169}\text{Yb}$  проводились в работах /1,52,53/ и недавно в работах /54,88/. Расчеты здесь также проводились в рамках моделей, учитывающих взаимодействие квазичастиц с вибрациями остова. Несмотря на то, что, в основном, получены согласующиеся результаты, для отдельных уровней (главным образом, > 1 МэВ) наблюдается расхождение в пред-



Таблица 7. Энергии и структура квазичастично-фононных состояний ядра  $^{171}\text{Yb}$

$K^\pi$	Энергия, кэВ		Структура, %						
	эксп.	теор.							
$1/2^-$	0	0	52I $\downarrow$ 9I	52I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	3	523 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2		
$7/2^+$	95,3	70	633 $\uparrow$ 93	65I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2				
$5/2^-$	122,4	132	5I2 $\uparrow$ 88	5I0 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	7	624 $\uparrow$ +Q $_{32I}$	2		
$3/2^+$	766	652	65I $\uparrow$ 70	633 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	8	660 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	6		
				523 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	2	54I $\uparrow$ +Q $_{30I}$	2		
				52I $\uparrow$ +Q $_{30I}$	2	530 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	1		
$7/2^-$	834,9	829	5I4 $\downarrow$ 90	5I2 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	6	633 $\uparrow$ +Q $_{30I}$	1		
$5/2^+$	867	845	642 $\uparrow$ 80	660 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	6	52I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	5		
				523 $\uparrow$ +Q $_{30I}$	2				
$3/2^-$	902	97I	52I $\uparrow$ 54	52I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	27	642 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	6		
				5I2 $\downarrow$ 2	2	65I $\uparrow$ +Q $_{30I}$	2		
$9/2^+$	935	923	624 $\uparrow$ 9I	5I2 $\uparrow$ +Q $_{32I}$	5				
$5/2^-$	944,3	9I7	523 $\downarrow$ 69	52I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2I	642 $\uparrow$ +Q $_{30I}$	3		
				65I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	2				
$1/2^-$	953	895	5I0 $\uparrow$ 38	5I2 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	49	5I2 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	6		
				52I $\uparrow$ +Q $_{20I}$	2	5I2 $\uparrow$ +Q $_{222}$	2		
$11/2^-$	980,6	I007	505 $\uparrow$ 98						
$3/2^-$	I330,9	II43	5I2 $\downarrow$ 55	5I4 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	24	5I0 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	I3		
				52I $\uparrow$ 2	I	642 $\uparrow$ +Q $_{30I}$	I		
$3/2^+$	-	I002	402 $\downarrow$ 67	400 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	I8	52I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	5		
				404 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	3	65I $\uparrow$ +Q $_{20I}$	2		
$5/2^-$	-	I644	523 $\downarrow$ 8	52I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	38	5I2 $\uparrow$ +Q $_{20I}$	44		
				633 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	6	642 $\uparrow$ +Q $_{30I}$	I		

сказании их структуры. Учет K-смешивания близких по энергии состояний I91,2 и 569,8 кэВ с  $K^\pi = 5/2^-$  (см. табл.6) привел к тому, что первое имеет 7% примесь состояния  $5/2^-$  [523], второе - 8% примесь  $5/2^-$  [5I2]. По-разному интерпретируется состояние 8I3,4 кэВ. В нашей работе это 52%  $1/2^-$  [5I0] с 32% примесью гамма-вibrации на состоянии  $5/2^-$  [5I2], в то время как у Михаэлиса и др. /52/ это, в основном, гамма-вibrационное  $5/2^-$  [5I2] + Q $_{2-2}$  состояние с меньшей примесью  $1/2^-$  [5I0]. Следующее состояние с  $K^\pi = 1/2^-$  мы предсказываем при энергии I300 кэВ ( $E_{\text{экс.}} = \text{III0,7}$  кэВ) как гамма-вibrационное на состоянии  $5/2^-$  [523], в то время как у Михаэлиса и др. это гамма-вibrация на состоянии  $1/2^-$  [52I]. Расхождения, как это отмечалось в работе /54/, связаны, по-видимому, с тем, что Михаэлис и др. в своих расчетах включали вibrационную часть взаимодействия феноменологически. В рабо-

Таблица 8. Энергии и структура квазичастично-фононных состояний ядра  $^{173}\text{Yb}$

$K^\pi$	Энергия, кэВ		Структура, %						
	эксп.	теор.							
$5/2^-$	0	0	5I2 $\uparrow$ 93	5I0 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2	5I0 $\uparrow$ +Q $_{222}$	2		
$7/2^+$	350,3	340	633 $\uparrow$ 94	5I4 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	I				
$1/2^-$	400,7	403	52I $\downarrow$ 89	52I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2	523 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2		
				52I $\uparrow$ +Q $_{222}$	2	523 $\uparrow$ +Q $_{222}$	I		
$7/2^-$	636,0	666	5I4 $\downarrow$ 94	5I2 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2	5I2 $\uparrow$ +Q $_{222}$	2		
$5/2^-$	975	I066	523 $\downarrow$ 75	52I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	8	52I $\uparrow$ +Q $_{222}$	5		
				65I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	3	633 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	2		
				5I2 $\uparrow$ +Q $_{20I}$	I	642 $\uparrow$ +Q $_{30I}$	I		
$1/2^-$	I032,5	970	5I0 $\uparrow$ 64	5I2 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	I7	5I2 $\uparrow$ +Q $_{222}$	9		
				5I2 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	5	5I2 $\uparrow$ +Q $_{222}$	4		
$3/2^-$	I232,5	I202	52I $\uparrow$ 58	52I $\uparrow$ +Q $_{22I}$	I3	642 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	IO		
				5I2 $\downarrow$ 2	7	660 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	2		
				642 $\uparrow$ +Q $_{3I2}$	2	633 $\uparrow$ +Q $_{32I}$	I		
				65I $\uparrow$ +Q $_{30I}$	I				
$3/2^-$	I340,9	I309	5I2 $\downarrow$ 62	5I4 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	I3	5I0 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	8		
				52I $\uparrow$ 2	8	5I0 $\uparrow$ +Q $_{222}$	6		
$3/2^+$	(I606,5)	I394	65I $\uparrow$ 34	52I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	20	5I2 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	I4		
				402 $\downarrow$ IO	4	523 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	3		
				660 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2	633 $\uparrow$ +Q $_{222}$	2		
$7/2^-$	I867,2	I803	503 $\uparrow$ 18	624 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	58	5I4 $\uparrow$ +Q $_{32I}$	I9		
$9/2^+$	-	7I5	624 $\uparrow$ 96	743 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	I				
$5/2^+$	-	II22	642 $\uparrow$ 83	52I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	5	660 $\uparrow$ +Q $_{22I}$	2		
				660 $\uparrow$ +Q $_{222}$	2	52I $\uparrow$ +Q $_{3I2}$	I		
				523 $\uparrow$ +Q $_{30I}$	I	54I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	I		
$3/2^+$	-	I572	402 $\downarrow$ 22	5I2 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	47	52I $\uparrow$ +Q $_{3II}$	2I		
				65I $\uparrow$ 3	2				
$5/2^-$	-	I754	523 $\downarrow$ I	633 $\uparrow$ +Q $_{3II}$	98				

те Балалаева и др. /4I/ это состояние предварительно интерпретируется как  $\beta$ -вibrационное на  $1/2^-$  [52I]. Как показывает расчет (см. табл.6), состояние  $7/2^-$  [5I4] при энергии 960,4 кэВ в  $^{169}\text{Yb}$  заметно коллективизировано: окупольная вibrация на состоянии  $7/2^+$  [633] составляет I3%, а гамма-вibrация на состоянии  $3/2^-$  [5I2] - 5%.

Структура основного состояния  $1/2^-$  [52I] в  $^{171}\text{Yb}$  (табл.7) аналогична структуре того же состояния в  $^{169}\text{Yb}$ , то есть имеет преимущественно одноквазичастичный характер. Тем не менее это состояние

в  $^{171}\text{Yb}$  имеет заметную примесь (2–3%) гамма-колебаний на состояниях  $3/2^- [521]$  и  $5/2^- [523]$ , в то время как в ядре  $^{169}\text{Yb}$  колебательные примеси не превышают 1% (см. табл.6). По-видимому, это различие в величине колебательных примесей определяет различие в величинах параметров  $a$ :  $a(^{169}\text{Yb}) = 0,78$  и  $a(^{171}\text{Yb}) = 0,85$ , и  $b$ . (см. адиабатический анализ свойств вращательных полос на этих состояниях в  $^{171}\text{Yb}$ ). Очень близка структура состояний и другой нижней полосы отрицательной четности  $5/2^- [512]$ , наблюдаемой в  $^{169}\text{Yb}$  и  $^{171}\text{Yb}$ , однако К-смешивание этой полосы с полосой  $5/2^- [523]$  в  $^{171}\text{Yb}$  практически отсутствует.

Состояние с нильсоновскими характеристиками  $7/2^- [514]$  в  $^{171}\text{Yb}$ , наблюдаемое при энергии 834,9 кэВ, приблизительно на 120 кэВ ниже, чем в  $^{169}\text{Yb}$ . Суммарный процент колебательных компонентов в этом состоянии ~10%, в то время как в  $^{169}\text{Yb}$  – больше 20%. Сравнение с  $^{169}\text{Yb}$  показывает, что в состоянии 834,9 кэВ  $^{171}\text{Yb}$  значительно уменьшился процент октупольной колебательности на состоянии  $7/2^+ [633]$ , которое в  $^{171}\text{Yb}$  уже не является основным состоянием. Обратная картина, то есть увеличение вклада колебательных компонентов, наблюдается в структуре состояния  $3/2^- [521]$ , которое в  $^{171}\text{Yb}$  идентифицировано при энергии 902 кэВ, значительно большей, чем в  $^{169}\text{Yb}$ . При этом одно-квантовый компонент этого состояния составляет ~50%, а наибольшая примесь – гамма-колебательность на состоянии  $1/2^- [521]$ . Этот вывод согласуется с заключением, сделанным в экспериментальных работах Бурке и др.  $/35,63/$ , и с теоретическими расчетами в  $^{169}\text{Yb}$ . Так же, как и в  $^{169}\text{Yb}$ , состояние 953 кэВ в  $^{171}\text{Yb}$ , характеризующееся нильсоновскими числами  $1/2^- [510]$ , сильно коллективизировано – одноквантовый компонент составляет всего ~40%, а "примесь"  $\gamma$ -колебательности на состоянии  $5/2^- [512]$  – 50%. Как отмечалось в работах  $/61,89/$ , слабая интенсивность возбуждения этого состояния в  $(d, p)$ -реакции  $/35/$  является результатом этого смешивания.

Расчитанная нами структура неротационных состояний  $^{173}\text{Yb}$  приведена в таблице 8. Необходимо отметить, что заметная примесь колебательных компонентов наблюдается при энергиях возбуждения, больших 1 МэВ. Особенно сильно коллективизированы состояния с  $K^\pi = 1/2^-$  (1032,5 кэВ),  $3/2^-$  (1232,5 кэВ) и  $3/2^-$  (1340,9 кэВ), в которых вклад одноквантового компонента, соответственно,  $1/2^- [510]$ ,  $3/2^- [521]$  и  $3/2^- [512]$  составляет ~60%. Сравнение полученных нами результатов с результатами расчетов структуры неротационных состояний, приведенными в  $/89/$ , показывает, что несмотря на то, что вклад одноквантовых компонентов сравним по величине, наблюдаются некоторые различия по величине и типам колебательных компонентов, например, в состояниях  $7/2^-$  (636,0 кэВ),  $5/2^-$  (975 кэВ),  $1/2^-$  (1032,5 кэВ) и т.д. (см. табл.8).

#### 4. Заключение

Настоящие расчеты структуры неротационных состояний нечетных деформированных ядер иттербия показали в ряде случаев различие с ранее проведенными расчетами  $/1,52,53/$ . В основном, это относится к величинам квазиквантово-фононных примесей. Можно предположить, что это связано с использованием разных модельных подходов и разных наборов выбранных параметров расчетов. Полученные здесь волновые функции использованы в  $/90,91/$  для анализа свойств вращательных полос и для расчетов приведенных вероятностей электромагнитных переходов и магнитных моментов состояний. Сравнение результатов расчетов с экспериментом позволяет сделать более определенные выводы о применимости выбранного подхода для теоретического анализа свойств нечетных деформированных ядер.

#### Литература

1. Kvasil J. et al. Czech.J.Phys., B31, 1981, p.1376.
2. Kvasil J. et al. Czech.J.Phys., B28, 1978, p.843.
3. Шаронов И.А., Аликов Б.А. и др. Болг.Ж.Физ., 1986, 13, с.318.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
5. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, вып.4, с.580.
6. Soloviev V.G., Vogel P. Nucl.Phys., 1967, A92, p.449.
7. Бастрюков С.Н., Нестеренко В.О. Сообщение ОИЯИ Р4-84-135, Дубна, 1984; Bastrukov S.N., Nesterenko V.O. International Symposium on IN-BEAM Nuclear Spectroscopy, Debrecen, Hungary, May 1984, p.689.
8. Аликов Б.А. и др. Препринт ОИЯИ Р4-87-917, Дубна, 1987.
9. Аликов Б.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1984, т.48, с.875.
10. Alkhasov G.D. et al. Preprint JINR E6-80-505, Dubna, 1980.
11. Adam I. et al. Nucl.Phys., 1975, A254, p.63.
12. Адам И. и др. Препринт ОИЯИ Р6-80-346, Дубна, 1980.
13. Gellately W. Nucl.Instr.Meth., 1983, 211, p.89.
14. Richter L. et al. Phys.Lett., 1977, 71B, p.74.
15. Richter L. Z.Phys., 1979, A290, p.213.
16. Kownacki J. et al. Nucl.Phys., 1983, A394, p.269.
17. Meier B.J. et al. Radio Chem.Acta, 1973, 19, p.19.
18. Ekström C. et al. Phys.Scr., 1976, 13, p.217.
19. Ekström C. Proceedings of the International Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy. Amsterdam, 1974, p.108.

20. Адам И. и др. Тезисы докладов XXV Совец. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Л., 1975, с.126.
21. Burtman C., Sen P., Bakhru N. Can.J.Phys., 1978, 56, p.786.
22. Адам И. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-80-120, Дубна, 1980.
23. Адам И. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-80-207, Дубна, 1980.
24. Ishihara M. et al. Ann.Report, INSU, Tokyo, 1970, p.45.
25. Riedinger L.L. et al. Phys.Rev., 1974, 33, p.1346.
26. Roy N. et al. Nucl.Phys., 1982, A382, p.125.
27. Schuck C. et al. Phys.Lett., 1984, 142B, p.253.
28. Beck E.M. et al. Nucl.Phys., 1987, A464, p.472.
29. Harwitz B. et al. Phys.Rev., 1959, 114, p.1082.
30. Громов К.Я. и др. ЯФ, 1965, I, с.389.
31. Абдуразаков А.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1971, 35, с.698.
32. Алеев А.А. и др. Тезисы докладов XIV Совец. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Л., 1964, с.63.
33. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-9369, Дубна, 1975; Gromov K.Ya. et al. Z.Phys., 1976, A277, p.395.
34. Meier B.J. et al. Nucl.Phys., 1976, A259, p.213.
35. Burke D. et al. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 1966, v.35, No.2.
36. Lindblad Th. Nucl.Phys., 1975, A238, p.287.
37. Громов К.Я., Хамидов А.Ш. Изв. АН СССР, сер.физ., 1977, 41, с.1568.
38. Krasikova T.I. et al. Czech.J.Phys., 1981, B31, p.527.
39. Аллюков Б.А. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-12944, Дубна, 1980.
40. Будзинский М. и др. ЯФ, 1975, 21, с.913.
41. Балалаев В.А. и др. В сб.: Свойства атомных ядер, вып.22, Л., Наука, 1978, с.32.
42. Бацев С. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с.83.
43. Shirley V.S. Nucl.Data Sheets, 1982, v.36, p.443.
44. Будзинский М. и др. ЯФ, 1980, 31, с.1393.
45. Davaa S. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, 8, p.1585.
46. Adam J. et al. Preprint UJF, 1988, No.7.
47. Vaselar J.C. et al. Nucl.Phys., 1985, A442, p.509.
48. Hoffmann K.W. et al. Z.Phys., 1960, 160, p.201.
49. Nabilek H. Thesis Physik Institut, SGAE-PH-78, 1968, Austria.
50. Löbner K.E.G. Z.Phys., 1968, 216, p.372.
51. Shera E.B. et al. Phys.Rev., 1968, 170, p.1108.
52. Michaelis W. et al. Nucl.Phys., 1968, A119, p.609.
53. Гареев Ф. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
54. Kvasil J. et al. Czech.J.Phys., 1983, B33, p.626.
55. Бацев С., Бонч-Осмоловская Н.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.697.
56. Адам И. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1984, 48, с.318.

57. Ekström C. et al. Phys.Lett., 1968, B26, p.146.
58. Свойства атомных ядер, вып.21. Схемы распада радиоактивных ядер  $A = 171-174$  (Под ред. Джелепова Б.С.). Наука, Л., 1977.
59. Джелепов Б.С. В сб.: Свойства деформированных ядер. ФАН, Ташкент, 1983, с.3.
60. Адам И. и др. Тезисы докладов XXXIII Совец. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Л., 1983, с.133.
61. Krasikova T.I. et al. Nucl.Phys., 1985, A440, p.203.
62. Бонч-Осмоловская Н.А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-85-813, Дубна, 1985.
63. Burke D.G. et al. Nucl.Phys., 1971, A161, p.129.
64. Lindblad Th. et al. Nucl.Phys., 1972, A193, p.155.
65. Wallander E., Selin E. Nucl.Phys., 1972, A188, p.129.
66. Namenson A.I., Ritter J.C. Phys.Rev., 1969, 183, p.983.
67. Sen P., Bakhru U. Z.Phys., 1977, A281, p.263.
68. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes, 7th ed., J.Willey Sons, N.-Y., 1978.
69. Krasikova T.I. et al. Нур.Int., 1983, 15/16, p.37.
70. Даваа С. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-84-556, Дубна, 1984.
71. Адам И. и др. Тезисы докладов XXXV Совец. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Л., 1985, с.130.
72. Taraga R.W. et al. Phys.Rev., 1977, C16, p.2167.
73. Alenius G. et al. Nucl.Phys., 1971, A161, p.209.
74. Ritter J.C., Namenson A.I. Nucl.Phys., 1971, A173, p.477.
75. Андреев Д.С. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с.2309.
76. Джелепов Б.С., Литорович Н.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1976, 40, с.1126.
77. Carlsson G. et al. Нур.Int., 1983, 15, p.85.
78. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.4, с.941.
79. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
80. Soloviev V.G. Phys.Lett., 1966, 21, p.311.
81. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, A95, p.420; Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1968, A122, p.1.
82. Pashkevich V.V. Nucl.Phys., 1971, A169, p.275.
83. Ekström C., Lamm I.-L. Phys.Scr., 1973, 7, p.31.
84. Гареев Ф.А. и др. ЯФ, 1970, II, с.1200.
85. Möller P., Nix J.R. AD and NDT, 1981, 26, p.165.
86. Берлювич Э.Е., Карпешин Ф.Ф. Тезисом докл.38 Совец. по ядерной спектр. и структуре атомного ядра. Наука, Л., 1988, с.210.
87. Крацов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, М., 1974.
88. Бонч-Осмоловская Н.А. и др. Известия АН СССР, 1988, 52, с.53.

89. Kracikova T.I. et al. Czech.J.Phys., 1986, B36, p.581.  
90. Аликов Б.А. и др. Препринт ОИЯИ, P4-88-934, Дубна, 1988.  
91. Аликов Б.А. и др. Препринт ОИЯИ, P4-88-935, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1988 года.

Адам И. и др. P4-88-933  
Систематика и анализ свойств ядер нечетных  
изотопов иттербия с  $A=163-173$ .  
Неротационные состояния

Обсуждаются свойства неротационных состояний нечетных ядер иттербия с массовыми числами  $A=163-173$ . Дается краткий обзор по экспериментальным данным отдельно для каждого ядра. Обсуждаются равновесные значения параметров квадрупольной и гексадекапольной деформаций одночастичных состояний. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Adam I. et al. P4-88-933  
Systematics and Analysis of Properties of  
Ytterbium Odd Nuclei with  $A=163-173$ .  
Properties of Nonrotational States

The properties of nonrotational states in odd nuclei of ytterbium with  $A=163-173$  are discussed. A short review of experimental data for every nucleus separately is given. Equilibrium values of quadrupole and hexadecapole deformation parameters for one-quasiparticle states are discussed. The calculation results are compared with the experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988