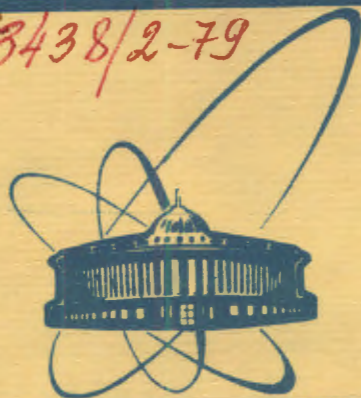


3/ix-79

3438/2-79



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

A-50

P6 - 12350

Б.А.Аликов, К.Я.Громов, Т.М.Мунинов, Н.И.Пятов,  
У.С.Салимбаев, Е.Г.Цой

АНАЛИЗ СВОЙСТВ

НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ

С  $A = 155, 157, 159$  И  $161$

1979

Р6 - 12350

Б.А.Аликов, К.Я.Громов, Т.М.Мунинов, Н.И.Пятов,  
У.С.Салихбаев, Е.Г.Цой

**АНАЛИЗ СВОЙСТВ**

**РЭЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ**

**С  $A = 155, 157, 159$  И  $161$**

*Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./*

Аликов Б.А. и др.

P6 - 12350

Анализ свойств нечетных изотопов диспрозия  
с  $A = 155, 157, 159$  и  $161$

Настоящая работа посвящена исследованию свойств нечетных ядер диспрозия с  $A = 155, 157, 159$  и  $161$ . Методом оболочечной поправки Струтинского рассчитаны полные энергии ядер в зависимости от квадрупольной и гексадекапольной деформаций для нижайших одночастичных состояний. В рамках модели независимых квазичастиц, использующей волновые функции потенциала Вудса-Саксона, проведены расчеты одноквазичастичных состояний ядер  $^{155,157,159,161}\text{Dy}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Alikov B.A. et al.

P6 - 12350

Analysis of Properties of Odd Dysprosium Isotopes  
with  $A=155, 157, 159$  and  $161$

Properties of odd dysprosium isotopes with  $A=155, 157, 159$  and  $161$  are investigated. By the Strutinski shell correction method total nuclear energies have been calculated as functions of quadrupole and hexadecapole deformations for lowest monoparticle states. In the framework of the model of independent quasiparticles, using wave functions of the Woods-Saxon potential, the calculations of monoquasiparticle nuclear states of  $^{155,157,159,161}\text{Dy}$  were performed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию четно-нечетных изотопов диспрозия с  $A = 155, 157, 159$  и  $161$  и по существу является продолжением начатых ранее /1/ систематических исследований ядер переходной области редкоземельных элементов.

Наиболее интересным среди указанных изотопов является ядро  $^{155}\text{Dy}$  с  $N = 89$ . На основе анализа внутривращательных  $E2$ -переходов полосы основного состояния в работе /2/ была оценена величина квадрупольной деформации основного состояния  $I^\pi = 3/2^-$  /  $^{155}\text{Dy}$   $\beta_{20} \sim 0,22$ . В работах /3,4/ проводились прямые измерения электрических квадрупольных моментов основных состояний изотопов Dy. Полученные авторами значения  $Q_0 = -0,30$  (19) для  $^{153}\text{Dy}$  и  $4,58$  (37) для  $^{155}\text{Dy}$  указывают на то, что последнее ядро лежит на границе области ядер со статической равновесной деформацией. Исследования /5/ с помощью реакции  $(\alpha, 3n)$  привели к обнаружению в ядре  $^{155}\text{Dy}$  полностью развязанной полосы "вращательных" уровней, основанной на сферической конфигурации  $2f_{7/2}$  основного состояния. Наличие этой полосы, энергетическая структура которой повторяет структуру ротационной полосы основного состояния четно-четного ядра  $^{152}\text{Dy}$  /6/ свидетельствует об отсутствии статической равновесной деформации ядра  $^{153}\text{Dy}$ , а возникновение самой полосы объясняется сильной связью спина нечетного нуклона с полным угловым моментом остова. В этом случае предельной связи /в противоположность случаю сильной связи с деформацией остова/ теряется смысл квантового числа  $K$ , а наблюдаемая "вращательная" полоса представляет серию возбужденных состояний четно-четного остова, незначительно измененных за счет влияния нечетной частицы.

Анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных данных о возбужденных состояниях изотопов Dy с  $A = 155-161$  позволил проследить за изменением свойств этих ядер с увеличением числа нейтронов от 89 до 95, а проведенные расчеты в рамках неадиабатической модели дали возможность оценить влияние сил Кориолиса на свойства наблюдаемых вращательных

полос, определить факторы торможения вероятностей M1-, E2- и E1-переходов, величины магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов. В работе цитируются основные, по нашему мнению, исследования /7-18/, посвященные изучению рассматриваемых здесь ядер Dy. В этот список также включен ряд наших последних работ /3,19,20/, в которых экспериментально исследуются возбужденные состояния ядер Dy, заселяемые при радиоактивном распаде изотопов гольмия.

### 1. О ДЕФОРМАЦИИ НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ Dy с A = 155-161

В данном разделе систематизированы результаты расчетов равновесных значений квадрупольной и гексадекапольной деформаций изотопов Dy с A = 155, 157, 159 и 161. Расчеты проведены по методу оболочечной поправки Струтинского /21-23/. Программа расчетов составлена В.В.Пашкевичем. Краткое описание метода мы приводили в работе /1/, в которой изложены результаты расчета равновесных значений деформации ядер Tb с A = 149-155. Используемые при расчете параметры, а также спектр нейтронных состояний в зависимости от квадрупольной деформации  $\epsilon$  приведены в этой же работе. Подобные расчеты равновесных значений квадрупольной  $\epsilon$  и гексадекапольной  $\epsilon_4$  деформаций в изотопах Dy проводились также в работе /24/ на основе потенциала Нильссона.

В табл. 1 проводится сравнение значений  $\epsilon$  и  $\epsilon_4$ , вычисленных при использовании более реалистического потенциала Вудса-Саксона, с результатами работы /24/. В этой же таблице приведены рассчитанные по формуле /24/

$Q_0 = 4/5 Z R_0^2 \epsilon (1 + 1/2\epsilon - \epsilon_4 + 0,76\epsilon_4^2/\epsilon + 4/9\epsilon^2)$   
значения электрических квадрупольных моментов ядер. Сравне-

Таблица 1

A	Данные нашей работы			Данные работы /24/			/3,4/ эксп. Q <sub>0</sub> (барн)
	$\epsilon$	$\epsilon_4$	расч. Q <sub>0</sub> (барн)	$\epsilon$	$\epsilon_4$	расч. Q <sub>0</sub> (барн)	
153	-	-	-				-0,30(19)
155	0,20	-0,012	4,96	0,188	-0,027	4,7	4,58(37)
157	0,235	-0,025	6,08	0,215	-0,025	5,5	6,14(50)
159	0,262	-0,035	7,02	0,239	-0,025	6,25	-
161	0,274	-0,025	7,38	0,252	-0,016	6,64	6,65(54)

Таблица 2

Ядро	Одночастичные состояния											
	3/2 <sup>-</sup> /52I/		5/2 <sup>-</sup> /523/		11/2 <sup>-</sup> /505/		1/2 <sup>+</sup> /660/		3/2 <sup>+</sup> /65I/		5/2 <sup>+</sup> /642/	
	$\epsilon$	$\epsilon_4$	$\epsilon$	$\epsilon_4$	$\epsilon$	$\epsilon_4$	$\epsilon$	$\epsilon_4$	$\epsilon$	$\epsilon_4$	$\epsilon$	$\epsilon_4$
<sup>155</sup> Dy <sub>89</sub> <sup>66</sup>	0,200	-0,012	0,200	-0,010	0,220	-0,020	0,225	-0,040	0,225	-0,020	0,220	-0,010
<sup>157</sup> Dy <sub>91</sub> <sup>68</sup>	0,235	-0,025	0,215	-0,010	0,260	-0,020	0,226	-0,020	0,248	-0,030	0,240	-0,010
<sup>159</sup> Dy <sub>93</sub> <sup>66</sup>	0,262	-0,035	0,254	-0,025	0,270	-0,020	0,240	-0,020	0,251	-0,025	0,270	-0,035
<sup>161</sup> Dy <sub>95</sub> <sup>66</sup>	0,270	-0,030	0,265	-0,025	0,280	-0,010	0,250	-0,040	0,253	-0,015	0,274	-0,025

ние показывает, что вычисленные значения  $Q_0$  систематически выше полученных в работе /24/. Тем не менее оба варианта теоретических расчетов не противоречат известным экспериментальным данным.

Вычисленные значения равновесных деформаций  $\epsilon$  и  $\epsilon_4$  для ряда одночастичных состояний, лежащих вблизи поверхности Ферми, приведены в табл. 2. Видно, что различные одночастичные состояния имеют несколько различающиеся равновесные значения  $\epsilon$  и  $\epsilon_4$ . В дальнейших расчетах используются усредненные по одночастичным состояниям значения равновесных деформаций.

В табл. 3 приведены усредненные значения  $\bar{\epsilon}$  и  $\bar{\epsilon}_4$ , а также эквивалентных им величин  $\bar{\beta}_{20}$  и  $\bar{\beta}_{40}$ , часто используемых в расчетах.

Таблица 3

A	$\bar{\epsilon}$	$\bar{\epsilon}_4$	$\sim \bar{\beta}_{20}$	$\sim \bar{\beta}_{40}$	$Q_0$ расч. (барн)
155	0,21	-0,015	0,24	0,035	5,26
157	0,245	-0,02	0,28	0,045	6,35
159	0,26	-0,023	0,30	0,05	6,87
161	0,275	-0,02	0,32	0,05	7,38

## 2. РАСЧЕТ ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

В рамках модели независимых квазичастиц /см., например, монографию /25/ / нами были проведены расчеты одноквазичастичных состояний ядер. Среднее поле описывается конечным потенциалом Вудса-Саксона. Известно, что вычисленный одноквазичастичный спектр состояний ядер с нечетным числом нейтронов N будет одним и тем же для всех нечетных изобар с данным значением A, если проводить расчеты с бесконечным потенциалом Нильссона. Если же расчеты проводятся с использованием несферического потенциала Вудса-Саксона, то энергии одночастичных уровней изменяются с ростом A и поэтому спектры одночастичных состояний различных изотопов с данным N будут отличаться друг от друга.

В работе /26/ приведены одночастичные энергии и волновые функции потенциала Вудса-Саксона для описания деформированных ядер в области редких земель. Авторы этой работы, отмечая, что одночастичные энергии и волновые функции меняются при увеличении A медленно и монотонно, предлагают разделить область ядер  $150 \leq A \leq 190$  на четыре зоны с A =

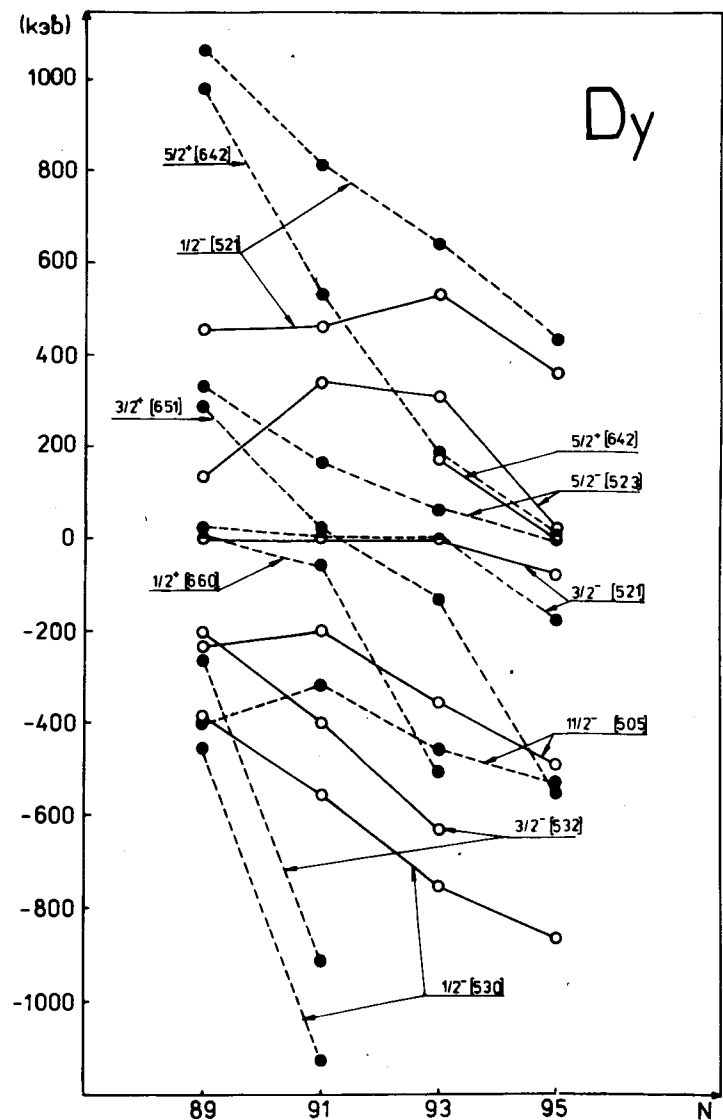


Рис. 1. Расчетные /пунктирные линии/ и экспериментальные /сплошные линии/ значения энергий одноквазичастичных состояний в нечетных ядрах диспрозия.

= 155, 165, 173, 181. Изучаемые нами изотопы Dy с  $A = 155 \div 161$  включены в зону  $A = 155$ . Параметры потенциала для нейтронной системы этой зоны следующие:  $V_0 = 47,2$  МэВ;  $r_0 = 1,26$  фм;  $\kappa = 0,40$  фм<sup>2</sup>;  $\alpha = 1,67$  фм<sup>-1</sup>. При этом значения параметров равновесных деформаций  $\beta_{20}$  и  $\beta_{40}$  одинаковы для всех ядер этой зоны.

Нами было проведено исследование зависимости положения одноквазичастичных состояний относительно поверхности Ферми в изотопах Dy при небольших вариациях параметров потенциала Вудса-Саксона. Выбор параметров потенциала особенно важен для ядер <sup>155</sup>Dy и <sup>157</sup>Dy, имеющих более плотный одноквазичастичный спектр вблизи поверхности Ферми, где возможны пересечения одноквазичастичных уровней среднего поля и нарушения правильности описания характеристик основных состояний. Спины основных состояний изотопов Dy с  $A = 155 \div 161$  измерялись в работах /27,28/. Основное состояние ядра <sup>155</sup>Dy имеет  $I = 3/2$ . Громов и др. /30/ на основе систематики предложили для основного состояния <sup>155</sup>Dy квантовые характеристики  $3/2^- /521/$ . Авторы последующих работ придерживались этой же интерпретации. Однако в работе /11/ предлагается основному состоянию <sup>155</sup>Dy в соответствии со сферической конфигурацией  $2f_{7/2}$  основного состояния соседнего четно-нечетного ядра <sup>153</sup>Dy приписать характеристики  $3/2^- /532/$ . Как будет показано ниже на основе расчетов энергетической структуры вращательной полосы основного состояния ядра <sup>155</sup>Dy, проведенных в рамках неадиабатической модели /31/, основное состояние <sup>155</sup>Dy имеет лидирующий компонент  $3/2^- /521/$ . Этот вариант реализуется при условии, что состояние  $3/2^- /521/$  существенно ближе к поверхности Ферми, чем состояние  $3/2^- /532/$ .

Для изотопов Dy с  $A = 157, 159$  и  $161$  согласно обзорным работам /32-34/ основным состояниям приписаны нильссоновские конфигурации  $3/2^- /521/$ ,  $3/2^- /521/$  и  $5/2^+ /642/$  соответственно.

Расчеты показывают, что соответствующим подбором значений константы спин-орбитального взаимодействия  $\kappa$  и параметра диффузности потенциала  $\alpha$  можно правильно описать спины и четности основных состояний всех изотопов диспрозия.

Правильное описание характеристик основных состояний возможно при следующих усредненных значениях параметров потенциала Вудса-Саксона:  $V_0 = 47,2$  МэВ;  $r_0 = 1,24$  фм,  $\kappa = 0,34$  фм<sup>2</sup>;  $\alpha = 1,59$  фм<sup>-1</sup> для изотопов <sup>155</sup>Dy и <sup>157</sup>Dy и  $V_0 = 47,2$  МэВ;  $r_0 = 1,24$  фм;  $\kappa = 0,36$  фм<sup>2</sup>;  $\alpha = 1,59$  фм<sup>-1</sup> для изотопов <sup>159</sup>Dy и <sup>161</sup>Dy.

На рис. 1 рассчитанные одноквазичастичные спектры изотопов Dy с  $A = 155 \div 161$  сравниваются с экспериментальными, заимствованными из работ /7-18/. Видно, что последовательность основных и возбужденных одностичных состояний качественно согласуется с наблюдаемой, хотя можно отметить, что описание энергий одноквазичастичных возбужденных состояний в рамках модели независимых квазичастиц является довольно грубым.

В работе Чепурнова /35/ константа спин-орбитального взаимодействия выбирается в виде  $\kappa = 0,263(1 + 2(N-Z)/A)$  фм<sup>2</sup>. Среднее значение  $\kappa$ , вычисленное по этой формуле для ядер Dy с  $A = 155 \div 161$ , равно  $0,35$  фм<sup>2</sup>, что вполне согласуется с используемой нами величиной.

Константы парных взаимодействий нейтронной системы  $G_N$  определялись из экспериментальных данных по парным энергиям, взятым из работы /36/. Значения парных энергий, констант  $G_N$ , химпотенциала  $\lambda$  и щели  $\Delta$ , полученных в расчетах, приведены в табл. 4.

Таблица 4

Ядро	$\rho_n(z)$ /МэВ/	$G_N$ /МэВ/	$\lambda$ /МэВ/	$\Delta$ /МэВ/
<sup>155</sup> Dy	1,115	0,154	-6,810	1,037
<sup>157</sup> Dy	1,079	0,172	-6,553	1,040
<sup>159</sup> Dy	1,044	0,170	-6,370	0,937
<sup>161</sup> Dy	0,877	0,162	-6,275	0,738

### 3. ЭНЕРГИИ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС В ИЗОТОПАХ Dy с $A = 155, 157, 159$ и $161$

Как показали расчеты квазичастичных спектров в области энергий до  $1,5 \div 2$  МэВ, в нечетных изотопах Dy с  $A = 155 \div 161$  присутствуют следующие одностичные состояния отрицательной четности:

из подболочек  $h_{11/2}$  -  $11/2^- /505/$ ,  $9/2^- /514/$ ;  
 $f_{7/2}$  -  $7/2^- /514/$ ,  $5/2^- /523/$ ,  $3/2^- /532/$ ;  
 $h_{9/2}$  -  $5/2^- /512/$ ,  $3/2^- /521/$ ,  $1/2^- /530/$ ;  
 $p_{3/2}$  -  $1/2^- /521/$ ,

а также состояния положительной четности:

$$\begin{aligned} \text{из подболочек } i_{13/2} &- 9/2^+/624/, 7/2^+/633/, 5/2^+/642/, \\ &3/2^+/651/, 1/2^+/660/; \\ d_{8/2} &- 3/2^+/402/; \\ s_{1/2} &- 1/2^+/400/. \end{aligned}$$

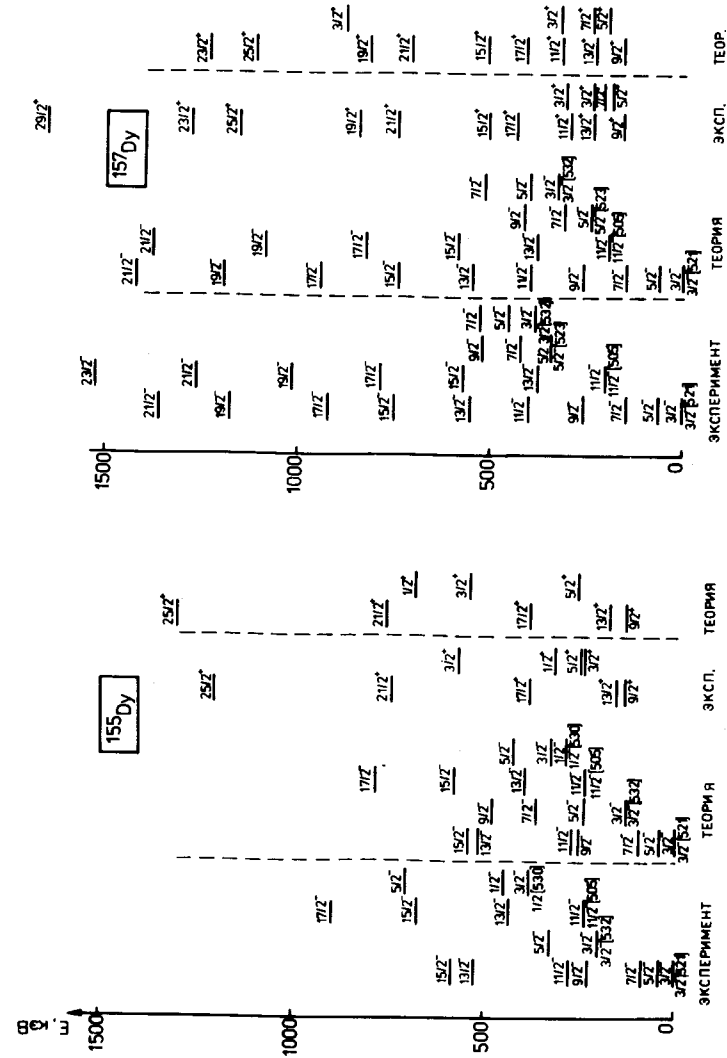
В расчетах, проведенных в рамках неадиабатической модели с учетом кориолисова смешивания для ядер Dy с  $A = 155-161$ , учитывались все указанные одночастичные состояния.

Состояния отрицательной четности. В ядрах  $^{155}\text{Dy}$  и  $^{157}\text{Dy}$  ближайшими к поверхности Ферми являются состояния  $3/2^-/521/$ ,  $5/2^-/523/$  и  $3/2^-/532/$ . Таким образом, необходимо ожидать сильное смешивание указанных состояний, причем в полосы основных состояний этих ядер основной вклад дает состояние  $3/2^-/521/$ .

На рис. 2 для этих ядер указаны энергии состояний отрицательной четности, относящихся к полосам, развитым на основных  $3/2^-/521/$  и низковозбужденных одночастичных состояниях  $5/2^-/523/$  и  $3/2^-/532/$ . Здесь же приведены результаты расчетов для вращательной полосы, построенной на изомерном состоянии  $11/2^-/505/$ , которые хорошо согласуются с экспериментом.

Несколько подробнее остановимся на расчетах энергий полосы основного состояния  $^{155}\text{Dy}$ . Как уже отмечалось в разделе 2, авторы работы [11] приписывают основному состоянию  $^{155}\text{Dy}$  характеристики  $3/2^-/532/$ . В связи с этим нами были рассчитаны энергии уровней полосы основного состояния  $^{155}\text{Dy}$  с вариацией параметров потенциала Вудса-Саксона, при которых в одночастичном спектре ближайшим к поверхности Ферми становилось состояние  $3/2^-/532/$ . Результаты этих расчетов показали, что характерную для полосы основного состояния  $^{155}\text{Dy}$  группировку уровней в этом случае невозможно воспроизвести. Если же параметры выбраны таким образом, что ближайшим к поверхности Ферми будет состояние  $3/2^-/521/$ , то, как следует из рис. 2, согласие рассчитанных энергий с экспериментальными хорошее. Тем не менее и в этом случае вклад компонента  $3/2^-/532/$  в волновую функцию полосы основного состояния оказывается значительным. Так, при спине  $I = 9/2$  он составляет ~ 25%. Такой же вклад дает состояние  $5/2^-/523/$ . В ядре  $^{157}\text{Dy}$  полоса основного состояния существенно меньше искажается взаимодействием Кориолиса. Вклад других состояний в эту полосу заметен только при спинах  $I \geq 13/2$ .

Расчеты квазичастичных спектров  $^{159}\text{Dy}$  и  $^{161}\text{Dy}$  показывают, что ближайшими к поверхности Ферми являются состояния



$3/2^-/521/$  и  $5/2^-/523/$ . Энергетические расстояния между вращательными уровнями, развитыми на этих состояниях в обоих ядрах, близки, хотя состояние  $3/2^-/521/$  в  $^{161}\text{Dy}$  уже не является основным. На рис. 3 проводится сравнение вычисленных в рамках неадиабатической модели энергий состояний ротационных полос, которые построены на состояниях отрицательной четности, с экспериментально полученными энергиями.

Расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментом, а также указывают на значительно меньшую роль кориолисова взаимодействия в изотопах  $^{159}\text{Dy}$  и  $^{161}\text{Dy}$  по сравнению с изотопами  $^{155}\text{Dy}$  и  $^{157}\text{Dy}$ .

Состояния положительной четности. Известно, что в изотопах этой области эффекты взаимодействия Кориолиса наиболее сильно проявляются для состояний ротационных полос положительной четности. В этом случае необходимо учитывать два факта. Во-первых, матричные элементы взаимодействия Кориолиса между состояниями, относящимися к подболочке  $i 13/2$ , настолько велики, что использование простого адиабатического приближения или теории возмущения становится совершенно невозможным. Во-вторых, дополнительные искажения ротационных полос возникают из-за сильного  $\Delta N = \pm 2$  смешивания пар одночастичных состояний  $\{1/2^+/660/, 1/2^+/400/\}$  и  $\{3/2^+/651/, 3/2^+/402/\}$ , которое проявляется главным образом в ядрах с деформацией  $\beta_{20} \sim 0,3$ . В нашем случае это  $^{159}\text{Dy}$  и  $^{161}\text{Dy}$ .

В связи с этим применение неадиабатической модели для расчета энергий и волновых функций вращательных состояний положительной четности в рассматриваемых нечетных изотопах Dy является особенно целесообразным.

В ядрах  $^{155}\text{Dy}$  и  $^{157}\text{Dy}$  ближайшими к поверхности Ферми являются состояния положительной четности  $1/2^+/660/$  и  $3/2^+/651/$ . В связи с этим в волновых функциях нижайших состояний положительной четности, наблюдаемых в этих ядрах, необходимо ожидать значительную примесь этих состояний.

Экспериментально наблюдаемый в ядерных реакциях [11,12] спектр состояний положительной четности  $^{155}\text{Dy}$  и  $^{157}\text{Dy}$  указывает на большую величину параметра развязывания  $\alpha$ , который можно оценить, используя адиабатическое соотношение  $E_{I+2} - E_I = 2A(2I+3) + (-1)^{I+1/2} 2A\alpha$ , где  $A = \hbar^2/2J$  - вращательный параметр.

Применяя это соотношение для уровней ротационной полосы с лидирующим компонентом  $1/2^+/660/$ , имеем в случае  $^{155}\text{Dy}$   $A \approx 26$  кэВ,  $\alpha \approx 12$ , а в случае  $^{157}\text{Dy}$   $A \approx 15$  кэВ,  $\alpha \approx 10$ .

Расчет вращательного параметра для соседнего четно-четного ядра  $^{156}\text{Dy} / 37/$  по формуле  $E_{I+2} - E_I = 2A(2I+3)$  дает

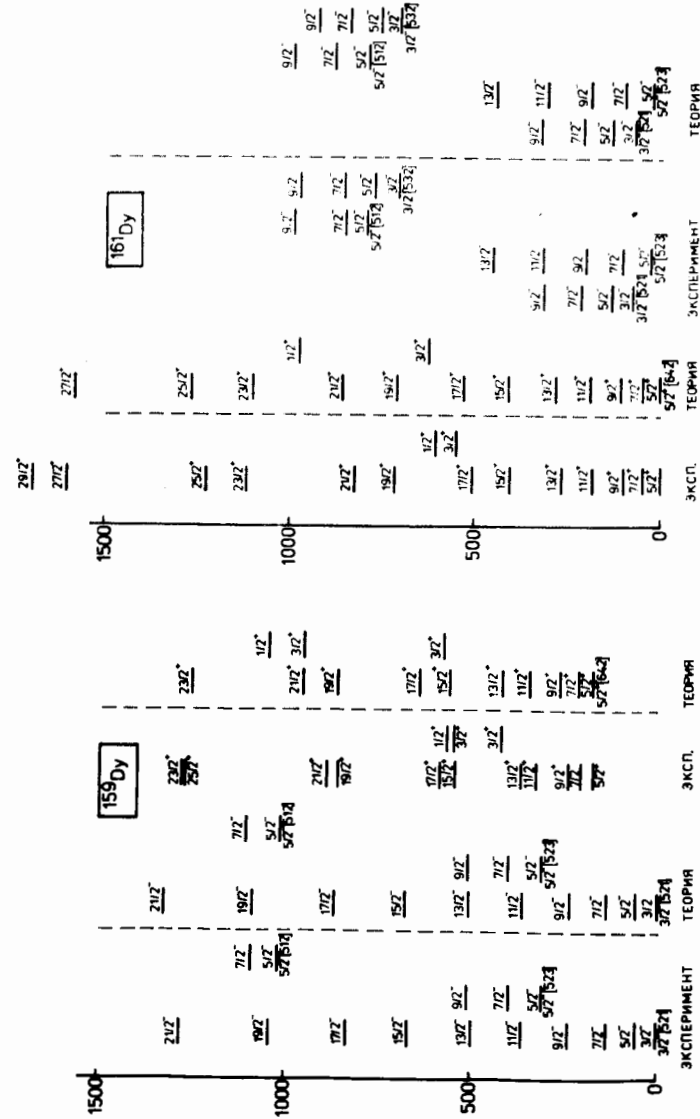




Таблица 5  
Амплитуды смешивания ротационных  $C_{kr}^I$  полос в нечетных изотопах Ду

Полосы отрицательной четности в  $^{155}\text{Du}$

Полоса	$I^{\pi}$	$E_{\text{теор}}$ (кэВ)	$E_{\text{эксп}}$ (кэВ)	Амплитуды смешивания $C_{kr}$							
				$5/2^-$ [523]	$5/2^-$ [512]	$3/2^-$ [532]	$3/2^-$ [52]	$1/2^-$ [540]	$1/2^-$ [530]		
$3/2^-$ [521]	$3/2^-$	0	0	-0,273	-	0,023	0,986	-0,008	0,168		
	$5/2^-$	41	39,4	0,384	0,048	0,213	0,903	0,038	0,246		
	$7/2^-$	98	86,7	0,065	0,309	0,512	0,512	0,001	0,304		
	$9/2^-$	252	225,2	-0,071	0,509	-0,675	0,675	0,057	-0,154		
	$11/2^-$	271	278,7	0,481	0,085	0,439	0,571	0,016	0,344		
$5/2^-$ [523]	$13/2^-$	516	521,2	-0,438	0,109	-0,467	0,725	-0,058	0,223		
	$15/2^-$	540	582,2	0,494	0,102	0,474	0,619	0,023	0,370		
	$5/2^-$	101	136,3	0,717	-0,018	0,596	-0,357	0,053	-0,009		
	$7/2^-$	367	224,4	-0,661	-0,002	0,713	-0,041	0,065	0,226		
	$3/2^-$ [532]	130	202	-	-	0,994	-0,038	0,050	0,088		
$1/2^-$ [530]	$5/2^-$	239	325	-0,637	-0,001	0,736	-0,041	0,095	0,205		
	$1/2^-$	288	382	-	-	-0,089	-0,165	-	1,000		
	$3/2^-$	322	449	-	-	-0,222	-0,229	-0,073	0,979		
	$5/2^-$	425	(703)	0,075	-0,016	-	-	0,084	0,941		

Продолжение табл. 5. Полосы положительной четности в  $^{155}\text{Du}$

Полосы положительной четности в  $^{157}\text{Du}$

Полоса	$I^{\pi}$	$E_{\text{теор}}$ (кэВ)	$E_{\text{эксп}}$ (кэВ)	Амплитуды смешивания							
				$9/2^+$ [624]	$7/2^+$ [633]	$5/2^+$ [642]	$3/2^+$ [651]	$3/2^+$ [402]	$1/2^+$ [660]	$1/2^+$ [400]	
$1/2^+$ [660]	$9/2^+$	132	132,2	0,003	0,037	0,199	0,544	0,006	0,815	-0,007	
	$13/2^+$	175	154,4	0,009	0,062	0,242	0,558	0,007	0,791	-0,008	
	$17/2^+$	385	381,5	0,016	0,082	0,270	0,565	0,007	0,775	-0,009	
	$21/2^+$	761	744,8	0,022	0,098	0,290	0,569	0,008	0,763	-0,009	
	$25/2^+$	1303	1208,8	0,027	0,112	0,305	0,571	0,008	0,754	-0,010	
$1/2^+$ [660]	$5/2^+$	254	247,9	-	-	0,119	0,505	0,004	0,855	-0,005	
	$3/2^+$	540	569	-	-	-	0,637	0,002	0,547	-0,001	
	$1/2^+$	683	(320)	-	-	-	-	-	1,000	-	
$1/2^+$ [660]	$9/2^+$	162	161,9	0,006	0,087	0,469	0,687	0,021	0,548	-0,024	
	$13/2^+$	235	238,7	0,013	0,112	0,444	0,658	0,025	0,596	-0,029	
	$17/2^+$	321	297,1	0,016	0,159	0,552	0,701	0,030	0,239	-0,011	
	$21/2^+$	417	435,7	0,019	0,127	0,428	0,640	0,027	0,623	-0,033	
	$25/2^+$	514	511,7	0,030	0,204	0,654	0,684	0,023	0,246	-0,012	
$3/2^+$ [660]	$9/2^+$	718	746,9	0,025	0,138	0,417	0,628	0,029	0,640	-0,035	
	$13/2^+$	818	844,4	0,043	0,239	0,556	0,670	0,026	0,248	-0,013	
	$17/2^+$	1115	1157,6	0,030	0,147	0,410	0,610	0,030	0,552	-0,037	
	$21/2^+$	1232	1281,6	0,056	0,267	0,556	0,658	0,027	0,248	-0,014	
	$23/2^+$										
$3/2^+$ [660]	$5/2^+$	203	188,1	-	-	0,091	0,496	0,014	0,453	-0,017	
	$7/2^+$	240	211,2	-	-	-	0,645	0,015	0,223	-0,009	
	$9/2^+$	325	234,6	-	-	-	0,972	0,003	0,235	-0,008	
	$1/2^+$	881	308	-	-	-	-	-	1,000	-	

Полоса	$I^{\pi}$	$E_{\text{теор}}$ кэВ	$E_{\text{эксп}}$ кэВ	Амплитуды смешивания						
				$9/2^+$ [624]	$7/2^+$ [633]	$5/2^+$ [642]	$3/2^+$ [651]	$3/2^+$ [402]	$I/2^+$ [660]	$I/2^+$ [400]
$5/2^+$ [642]	$5/2^+$	178	177,6	-	0,122	0,954	0,290	0,032	0,069	-0,020
	$7/2^+$	216	209,0	0,010	0,161	0,514	0,377	0,044	0,072	-0,021
	$9/2^+$	263	239,6	0,018	0,201	0,547	0,463	0,057	0,189	-0,054
	$11/2^+$	345	327,9	0,022	0,246	0,566	0,537	0,070	0,113	-0,034
	$13/2^+$	414	365,2	0,032	0,246	0,566	0,512	0,073	0,293	-0,086
	$15/2^+$	559	543,2	0,031	0,217	0,585	0,570	0,063	0,372	-0,042
	$17/2^+$	641	578,6	0,045	0,278	0,777	0,533	0,077	0,157	-0,111
	$19/2^+$	860	860,5	0,038	0,223	0,632	0,584	0,090	0,429	-0,048
	$21/2^+$	953	879,0	0,058	0,303	0,756	0,544	0,082	0,168	-0,052
	$23/2^+$	1257	1274,0	0,099	0,399	0,597	-0,205	-0,033	-0,163	0,179
	$25/2^+$	-	1273,0	-	-	-	0,986	0,011	0,163	-0,043
$3/2^+$ [651]	$3/2^+$	575	418	-	-	-	0,986	0,011	0,163	-0,043
$3/2^+$ [402]	$3/2^+$	951	(541)	-	-	-	-0,025	0,995	0,096	0,031
$I/2^+$ [660]	$I/2^+$	1048	(564)	-	-	-	-	-	1,000	-

Полосы положительной четности  $^{161}\text{Dy}$

$5/2^+$ [642]	$5/2^+$	0	43,8	-	0,125	0,990	0,079	0,118	0,005	0,019
	$7/2^+$	46	100,4	0,010	0,177	0,945	0,115	0,174	0,007	0,027
	$9/2^+$	107	184,2	0,018	0,216	0,926	0,145	0,224	0,016	0,062
	$11/2^+$	189	267,4	0,026	0,241	0,886	0,189	0,255	0,014	0,054
	$13/2^+$	281	367,4	0,034	0,289	0,857	0,194	0,298	0,030	0,117
	$15/2^+$	408	407,0	0,040	0,276	0,846	0,218	0,310	0,019	0,078
	$17/2^+$	530	508,1	0,049	0,304	0,853	0,214	0,354	0,045	0,177
	$19/2^+$	711	718,6	0,051	0,293	0,799	0,239	0,349	0,024	0,098
	$21/2^+$	858	826,2	0,062	0,328	0,725	0,227	0,396	0,059	0,235
	$23/2^+$	1100	1118,2	0,060	0,300	0,685	0,254	0,377	0,028	0,114
	$25/2^+$	1267	1222,0	0,074	0,346	0,802	0,236	0,398	0,072	0,128
	$27/2^+$	1581	1601,5	-	-	-	-	-	1,000	1,000
$I/2^+$ [660]	$I/2^+$	975	(607)	-	-	-	-	-	-	1,000
$3/2^+$ [651]	$3/2^+$	626	(551)	-	-	-	0,998	-0,025	0,005	-0,060
$3/2^+$ [402]	$3/2^+$	810	(551)	-	-	-	0,032	0,986	0,102	0,125

значение  $A \approx 20$  кэВ, которое близко к среднему значению вращательных параметров в ядрах  $^{155}\text{Dy}$  и  $^{157}\text{Dy}$ .

Величина обобщенного параметра развязывания, рассчитанного по неадиабатической модели /см. табл. 5/ в  $^{155}\text{Dy}$ , для состояний с  $I^{\pi} = 9/2^+, 13/2^+, 17/2^+ \dots$  практически постоянна и равна  $a(I) = 10$ . Это значение согласуется с адиабатической оценкой и указывает на то, что выделенные состояния образуют полностью развязанную полосу с нечетным значением величины  $I+1/2$ . Основной вклад в эти состояния дает компонент  $1/2^+/660/$ . Аналогичная ситуация наблюдается и в ядре  $^{157}\text{Dy}$ . Состояния с нечетным значением величины  $I+1/2$  имеет лидирующий компонент  $1/2^+/660/$ , а с четным  $I+1/2$  - компонент  $3/2^+/651/$ .

Величина обобщенного параметра развязывания  $^{38/}$  указывает на то, что полное развязывание в полосе положительной четности в  $^{157}\text{Dy}$  происходит при спине  $I \approx 13/2$ .

Полученные в расчетах энергии состояний этих полос приведены на рис. 2. Как видно, результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментально полученными значениями энергий для состояний положительной четности  $^{155}\text{Dy}$  и  $^{157}\text{Dy}$ .

Значения параметров, использованных в расчетах, указаны в подписях к рисункам.

В табл. 5 приведены вычисленные амплитуды смешивания  $C_k^I$  и энергии состояний ротационных полос в изотопах Dy с  $A = 155 \div 161$ .

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить М.И.Базнату за помощь в отладке программ расчетов, использованных в данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аликов Б.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с. 704.
2. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-11768, Дубна, 1978.
3. Rosen A., Nyqvist H. Physica Scripta, 1973, 6, p.24.
4. Ferch J. Dissertation, Bonn, 1972.
5. Kleinhenz P. et al. Nucl.Phys., 1977, A283, p.189.
6. Jansen J.F.W. et al. Proc. 3rd Int. Conf. on Nucl. far from Stability, Cargese, 1976.
7. Torres J.P. et al. Nucl.Phys., 1972, A189, p.609.
8. Straume O., Burke D.G., Tjorsteinsen. Can.J.Phys., 1976, 54, p.1258.
9. Kilcher P. et al. C.R.Acad.Sci., Paris, 1977, 275, p.B-877.

10. Grottdal T., Nybo K., Elbeck B. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid. Selsk., 1970, 37, No. 12.
11. Hjorth S.A., Klamra W. Z.für Phys., 1977, A283, p.287.
12. Klamra W. et al. Nucl.Phys., 1973, A199, p.81.
13. Torres J.P., Paris P., Kilcher P. Nucl.Phys., 1972, A185, p.574.
14. Boutet J., Torres J.P., Paris P. Nucl.Phys., 1971, A167, p.326.
15. Klamra W., Hjorth S.A., Rensfelt K.-G. Phys. Scripta, 1973, 7, p.117.
16. Andrejtscheff W. et al. Nucl.Phys., 1974, A225, p.300.
17. Hjorth S.A., Johnson A., Ehrling G. Nucl. Phys., 1978, A184, p.113.
18. Bennet M.J., Sheline R.K. Phys.Rev., 1977, C15, p.146
19. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-11687, Дубна, 1978.
20. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-11642, Дубна, 1978.
21. M.Brack et al. Rev.Mod.Phys., 1973, 44, p.320.
22. Май Ф.Р., Пашкевич В.В., Фрауендорф С. ОИЯИ, Р4-10173, Дубна, 1976.
23. Струтинский В.М. и др. КИЯИ-73-1Я, М., 1973.
24. Ekström S., Lamm I.-L. Phys.Scripta, 1973, 7, p.31.
25. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
26. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
27. Rozen A. et al. Nucl.Phys., 1970, A154, p.283.
28. Ali D. Nucl.Phys., 1965, 71, p.441.
29. Cooke A.H., Park J.G. Proc.Phys.Soc., 1956, A69, p.282.
30. Громов К.Я., Мухтасимов Ф.Н., Умаров Г.Я. Программа и тезисы докладов XVI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", М., 1966, с.41.
31. Базнат М.И., Пятов Н.И., Черней М.И. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып. 4, с.941.
32. Tuli J.K. Nucl. Data Sheets, 1973, v.9, p.273.
33. Tuli J.K. Nucl. Data Sheets, 1973, v.9, p.435.
34. Tuli J.K. Nucl. Data Sheets, 1974, v.13, p.493.
35. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
36. Кравцов В.А. Массы атомов и теории связи ядер. Атомиздат, М., 1974.
37. De Boer F.W.N. et al. Nucl.Phys., 1977, A299, p.173.
38. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-12415, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 апреля 1979 года.