

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 5228



Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

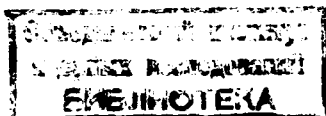
НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
С НЕЧЕТНЫМ ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ  
В ОБЛАСТИ  $165 \leq A \leq 175$

1970

P4 - 5228

Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов

НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
С НЕЧЕТНЫМ ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ  
В ОБЛАСТИ  $165 \leq A \leq 175$



Простейшее представление о структуре нечётных деформированных ядер можно получить в рамках модели независимых квазичастиц. Основное и ряд возбужденных состояний нечётного ядра в этой модели рассматриваются как одноквазичастичные, более высокие состояния, как трехквазичастичные и т.д. Дальнейший шаг в изучении структуры нечётных ядер состоит в рассмотрении взаимодействия коллективного и одноквазичастичного движений.

Учитывая, что нечётные ядра по сравнению с чётно-чётными имеют одну дополнительную квазичастицу, рассмотрим с помощью мультиполь-мультипольных сил взаимодействие этой квазичастицы с фононами чётно-чётного остова. В работе/1/ впервые было получено секулярное уравнение с учётом взаимодействия квазичастица - фонон. Корни этого уравнения описывают основное и возбужденные состояния ядра. В последующих работах/2-6/ на основе этого уравнения был проведен анализ структуры большого числа нечётных деформированных ядер. Было показано, что нижайшие возбужденные состояния близки к одноквазичастичным. Более высокие по энергии состояния имеют сложную структуру, т.е. в волновую функцию этих состояний дает вклад несколько компонент типа квазичастица плюс фонон. Отдельные состояния имеют чисто коллективный характер, т.е. в их волновой функции преобладает одна компонента квазичастица - фонон.

Точность проведенных расчётов существенно ограничена точностью описания среднего поля ядра. Поэтому встала задача - получить лучшее описание среднего поля. В работах/7-10/ расчёты проведены с одночастичными энергиями и волновыми функциями употребляемого ранее потенциала Саксона-Вудса<sup>11/</sup>, имеющего ряд преимуществ по сравнению с потенциалом Нильссона.

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению основных и возбужденных состояний ядер с нечётным  $N$  в области  $165 \leq A \leq 175$ . В вычислениях использованы одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса для зон  $A = 165$  и  $A = 173$ , такие же как в работах /7,9/. В наших расчётах нет ни одного дополнительного параметра, по сравнению с проведёнными в работах /7,9/ вычислениями фононов в чётно-нечётных ядрах.

В данной работе для ряда нечётных деформированных ядер приведены энергии и структура рассчитанных состояний с энергиями возбуждения вплоть до 1 Мэв и нескольких состояний выше 1 Мэв. Волновая функция для нечётного ядра, описывающая состояние с данным  $K^\pi$ , записывается в виде

$$\Psi_j(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} N_j(\rho_1 \dots \rho_n) \left\{ \sum_{\sigma \rho_n} C_{\rho_n}^j a_{\rho_n \sigma}^+ + \sum_{\lambda \mu i} D_{\nu \sigma}^{\lambda \mu i}(\rho_1 \dots \rho_n) a_{\nu \sigma}^+ Q_i(\lambda \mu) \right\} \Psi_0, \quad (1)$$

где  $Q_i(\lambda \mu)$  - оператор фона мультипольности  $(\lambda \mu)$ ;  $a_{\nu \sigma}$  - оператор уничтожения квазичастицы,  $\sigma = \pm 1$ ,  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния чётно-нечётного ядра. Коэффициенты  $C_{\rho_n}^j$  и  $D_{\nu \sigma}^{\lambda \mu i}(\rho_1 \dots \rho_n)$  характеризуют вклад в состояние  $K^\pi$  одноквазичастичной компоненты  $\rho_n$  и компоненты квазичастица в состоянии  $\nu \sigma$  и фонов  $\lambda \mu i$ . Суммирование по  $\rho_n$  означает, что в одночастичной схеме Саксона-Вудса имеется несколько состояний  $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$  с одинаковым значением  $K^\pi$ . В данной работе учитывалось только два состояния  $\rho_1$  и  $\rho_2$ . В этом случае секулярное уравнение, определяющее энергию  $\eta_j$  основного и возбуждённого состояний нечётного ядра, имеет вид:

$$\begin{vmatrix} V_j(\rho_1, \rho_1) - (\epsilon(\rho_1) - \eta_j) & V_j(\rho_1 \rho_2) \\ V_j(\rho_1 \rho_2) & V_j(\rho_2, \rho_2) - (\epsilon(\rho_2) - \eta_j) \end{vmatrix} = 0, \quad (2)$$

где

$$V_j(\rho_q \rho_n) = \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i \nu} \frac{v_{\rho_q \nu} v_{\rho_n \nu}}{Y^i(\lambda \mu)} \frac{f^{\lambda \mu}(\rho_q \nu) f^{\lambda \mu}(\rho_n \nu)}{\epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda \mu} - \eta_j} \dots \quad (3)$$

Обозначения обычные, см., например, работу /2/. В каждом ядре наименьшее из всех значений  $\eta_j(K_0^\pi)$  является энергией основного состояния, а энергии возбуждённых состояний определяются разностями  $\eta_j(K^\pi) - \eta_j(K_0^\pi)$ .

Величины  $C_{\rho_1}^j$  и  $C_{\rho_2}^j$  имеют вид:

$$C_{\rho_1}^j = 1 - \frac{V_j(\rho_1 \rho_2)}{V_j(\rho_1 \rho_1) - (\epsilon(\rho_1) - \eta_j)}, \quad (4)$$

$$C_{\rho_2}^j = 1 - \frac{V_j(\rho_1 \rho_2)}{V_j(\rho_2 \rho_2) - (\epsilon(\rho_2) - \eta_j)}.$$

Тогда

$$D_{\nu \sigma}^{\lambda \mu i}(\rho_1 \rho_2) = C_{\rho_1}^j D_{\nu \sigma}^{\lambda \mu i}(\rho_1) + C_{\rho_2}^j D_{\nu \sigma}^{\lambda \mu i}(\rho_2)$$

$$N_j(\rho_1 \rho_2)^{-2} = (C_{\rho_1}^j)^2 + (C_{\rho_2}^j)^2 + 1/2 \sum_{\lambda \mu i} (D_{\nu \sigma}^{\lambda \mu i}(\rho_1 \rho_2))^2. \quad (5)$$

В случае учёта только одного одночастичного уровня  $\rho$  с данным  $K^\pi$  секулярное уравнение соответствует приравненному нулю диагональному члену в (2). Тогда величина  $C_{\rho}^j$  определяет вклад одноквазичастичной компоненты в исследуемое состояние, а величина  $C_{\rho}^2 (D_{\nu \sigma}^{\lambda \mu i}(\rho))^2$  - вклад компоненты квазичастица - фонов.

В данных расчётах не учитывалось кориолисово взаимодействие, которое, согласно работе/12/, особенно важно для уровней подоболочки  $i_{13/2}$ . Поэтому энергии состояний  $1/2^+ 660^+$ ,  $3/2^+ 651^+$ ,  $5/2^+ 642^+$ ,  $1/2^+ 400^+$  и  $3/2^+ 402^+$  могут несколько измениться из-за кориолисова взаимодействия. Ряд возбужденных состояний имеет значительную компоненту: квазичастица плюс  $\gamma$ -вibrационный фонон. Такие состояния характеризуются увеличенным значением приведенных вероятностей E2-переходов. Часть из них приведена в таблице 1.

Результаты вычислений энергий и волновых функций для ряда нечётных ядер представлены в таблицах/2-6/. В четвертом столбце таблиц приведен полученный из условия нормировки волновой функции вклад (в процентах) двух-трех наибольших компонент в исследуемое состояние. Например, в основное состояние  $^{169}\text{Er}$  с  $K^\pi = 1/2^-$  дают вклад: 90% одноквазичастичное состояние  $520^+$ , 4,3% - компоненты; квазичастица в состоянии  $521^+$  плюс фонон  $Q_1(22)$  и 4% - компоненты: квазичастица в состоянии  $523^-$  плюс фонон  $Q_1(22)$ .

Обсудим результаты расчётов.

$^{167}\text{Yb}$  (таблица 2). Экспериментально это ядро изучалось в работе/13/, имеющиеся экспериментальные данные достаточно хорошо описываются теорией.

Из схемы одночастичных уровней потенциала Саксона-Вудса следует, что при деформации  $\beta = 0,31$  уровни  $642^+$  и  $523^-$  пересекаются. Поэтому расчёты дают близкие значения энергий для этих состояний. Согласно экспериментальным данным, основным состоянием  $^{167}\text{Yb}$  является состояние  $523^-$ , а  $642^+$  - возбужденным состоянием с энергией 30 Мэв.

Теоретические расчёты дают целую серию низколежащих возбужденных состояний с примесью  $\gamma$ - и  $\beta$ -vibrационных фононов. В настоящее время экспериментально эти состояния не обнаружены.

Изотопы  $^{169-171}\text{Er}$  (таблицы 3-4) изучались с помощью (dp) и (dt) реакций в работах/14,15/. Расчёты уровней  $^{171}\text{Er}$  проводились с параметрами деформаций  $\beta_{20} = 0,28$  и  $\beta_{40} = -0,03$ . Наблюдается вполне удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических данных.

При взаимодействии квазичастиц с фононами главную роль играет  $\gamma$ -колебательный фонон. Это объясняется тем, что в чётно-чётных изотопах Er  $\gamma$ -колебательные фононы лежат по энергии ниже относительно других фононов.

В  $^{169}\text{Er}$  имеется несколько состояний, в которые существенный вклад дает компонента  $\gamma$ -фонон - квазичастица. Так, в состоянии  $K^\pi = 1/2^-$  компонента  $512^+ + Q_1(22)$  дает вклад 43%, в состояние  $K^\pi = 3/2^-$  компонента  $521^- + Q_1(22)$  - 51%, в состояние  $K^\pi = 5/2^-$  компонента  $521^- + Q_1(22)$  - 45% и во второе состояние  $K^\pi = 3/2^-$  компонента  $521^- + Q_1(22)$  - 49%. Соответствующие значения приведенных вероятностей перехода B(E2) см. в таблице 1. Эти же состояния имеют наибольшие примеси  $\gamma$ -vibrационного фонона и в  $^{171}\text{Er}$ .

Необходимо отметить, что в  $^{169}\text{Er}$  должны существовать другие низколежащие коллективные vibrационные состояния, представляющие собой  $\gamma$ -фонон плюс один из одноквазичастичных уровней  $633^+$ ,  $402^-$ . Изотопы  $^{173}\text{Hf}$  и  $^{175}\text{Hf}$  (таблицы 5-6) слабо изучены экспериментально. Из расчётов видно, что большинство низколежащих состояний являются близкими к одноквазичастичным.

На уровни  $^{173}\text{Hf}$  оказывает большое влияние взаимодействие квазичастиц с  $\beta$ - и  $\gamma$ -vibrационными фононами, а также с октупольным  $\lambda = 3$ ,  $\mu = 2$  фононом, т.к. в чётно-чётных изотопах Hf этот фонон - нижайший из октупольных, к тому же он сильно коллективизирован/9/. В  $^{175}\text{Hf}$  заметно влияние второго  $\gamma$ -vibrационного фононного состояния, т.к. в  $^{174}\text{Hf}$  это состояние является коллективным, а первое состояние с  $K^\pi = 2^+$  - двухквазичастичное/7/.

Следует отметить, что достаточно хорошее описание уровней нечётных деформированных ядер, проведенное с использованием одночастичных энергий и волновых функций потенциала Нильссона, является в некоторой мере искусственным. Это связано с тем, что параметры потенциала Нильссона выбираются разными для различных подоболочек, и, кроме того, проводятся произвольные сдвиги отдельных уровней и подоболочек. Расчёты, проведенные с волновыми функциями и одночастичными энергиями потенциала Саксона-Вудса, показали, что улучшение описания уровней нечётных деформированных ядер является незначительным по сравнению

с описанием, основанным на потенциале Нильссона. Однако расчёты, основанные на потенциале Саксона-Вудса, являются существенно более однозначными по сравнению с расчётами, основанными на потенциале Нильссона. Одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса вычислены с одними и теми же параметрами для всех подоболочек без дополнительных сдвигов отдельных уровней и подоболочек. Проведенные расчёты показали, что использование одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона-Вудса позволяет удовлетворительно описать большую совокупность экспериментальных данных по уровням нечётных изотопов иттербия, эрбия и гафния. Кроме того, предсказано положение некоторых новых уровней в исследуемых ядрах.

В заключение выражаем благодарность за полезные дискуссии Н. Невову и Х. Штрусному, а также Н.Ю. Шириковой за предоставленную программу расчёта одночастичных уровней потенциала Саксона-Вудса.

#### Л и т е р а т у р а

1. V.G. Soloviev. *Phys. Lett.*, 16, 308 (1965).
2. V.G. Soloviev, Vogel P., *Nucl. Phys.*, A92, 449 (1967).
3. В.Г. Соловьев, П. Фогель. *Докл. АН СССР*, 171, 69 (1966).
4. М.К. Колпажиу, П. Фогель. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 30, 2025 (1966).
5. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. *Ядерная физика*, 5, 566 (1967).
6. В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклауссен. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 31, 518 (1967).
7. А.А. Корнейчук, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов, Г. Шульц. *Ядерная физика*, 9, 750 (1969). Препринт ОИЯИ, Е4-4075, Дубна, 1968.
8. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, У.М. Файнер. *ДАН СССР*, 186, 299 (1969). Препринт ОИЯИ, Р4-4073, Дубна, 1968.
9. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. *ДАН СССР*, 189, 987 (1969).
10. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, У.М. Файнер. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 33, 1244 (1969).

11. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 32, 1690 (1968).
12. Н.И. Пятов, М.И. Черней. Препринт ОИЯИ, Р4-4966, Дубна, 1970.
13. D.G. Burke, B. Zeidman, B. Elbek, B. Herskind, M. Olesen, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 35, No 2 (1966).
14. R.A. Harlan and R.K. Sheline, *Phys. Rev.*, 168, 1373 (1968).
15. P.O. Tjøm and B. Elbek, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 37, No 7 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 июля 1970 года.

Таблица I.

Приведенные вероятности E2 - переходов

Ядро	K <sup>π</sup>	i	j	Энергия, кэВ		B(E2)/B(E2) <sub>с.р.</sub>		C <sub>S</sub> <sup>2</sup> %	C <sub>S</sub> <sup>2</sup> (D <sub>3/2</sub> ) <sup>2</sup> %
				опыт	расчет	опыт	расчет		
163 Er	1/2 <sup>-</sup>	521↓	523↓	344	381	-	0,8	73	17
	1/2 <sup>-</sup>	510↑	523↓	1074	1060	-	2,7	17	59
165 Er	1/2 <sup>-</sup>	521↓	523↓	298	213	-	0,2	93	4
	1/2 <sup>-</sup>	510↑	523↓	925	926	-	2,5	17	66
169 Er	9/2 <sup>-</sup>	514↑	523↓	-	963	-	3,1	1	98
	3/2 <sup>-</sup>	521↑	521↑	713	730	-	1,9	39	51
	5/2 <sup>-</sup>	523↓	521↑	850	710	-	1,5	54	45
171 Er	3/2 <sup>-</sup>	512↑	521↑	1082	1030	-	1,8	21	49
	1/2 <sup>-</sup>	510↑	512↑	706	500	-	1,0	53	34

Таблица 2.

Ядро  $^{167}\text{Yb}$ 

K <sup>π</sup>	Энергия, кэВ.		Структура			
	Опыт	расчет				
5/2 <sup>-</sup>	0	0	523↓	97%;		
5/2 <sup>+</sup>	30	-10	642↑	88%;	642↑ + Q <sub>1</sub> (20) 8%;	660↑ + Q <sub>1</sub> (22) 1,2%;
7/2 <sup>+</sup>	-	50	633↑	94%;	633↑ + Q <sub>1</sub> (20) 4%;	
3/2 <sup>+</sup>	-	130	651↑	74%;	651↑ + Q <sub>1</sub> (20) 19%;	660↑ + Q <sub>1</sub> (22) 2,4%;
3/2 <sup>-</sup>	188	190	521↑	95%;	521↑ + Q <sub>1</sub> (20) 2,2%;	
11/2 <sup>-</sup>	-	200	505↑	84%;	505↑ + Q <sub>1</sub> (20) 15%;	
1/2 <sup>-</sup>	212	210	521↑	95%;	521↑ + Q <sub>1</sub> (20) 2,8%;	523↑ + Q <sub>1</sub> (22) 1,1%;
1/2 <sup>+</sup>	-	240	660↑	69%;	660↑ + Q <sub>1</sub> (20) 17%;	642↑ + Q <sub>1</sub> (22) 3%;
3/2 <sup>+</sup>	-	580	402↑	75%;	402↑ + Q <sub>1</sub> (20) 12%;	400↑ + Q <sub>1</sub> (22) 9,8%;
1/2 <sup>+</sup>	-	680	400↑	67%;	402↑ + Q <sub>1</sub> (22) 14%;	660↑ + Q <sub>1</sub> (20) 6%;
5/2 <sup>-</sup>	-	710	512↑	87%;	510↑ + Q <sub>1</sub> (22) 4,6%;	624↑ + Q <sub>1</sub> (32) 4,2%;
						512↑ + Q <sub>1</sub> (20) 1,5%

Таблица 3

Ядро  $^{169}\text{Er}$ 

K <sup>π</sup>	Энергия, кэВ.		Структура			
	опыт	расчет				
1/2 <sup>-</sup>	0	0	521↑	90%;	523↑ + Q <sub>1</sub> (22) 4%;	521↑ + Q <sub>1</sub> (22) 4,3%;
5/2 <sup>-</sup>	91	220	512↑	86%;	510↑ + Q <sub>1</sub> (22) 10%;	624↑ + Q <sub>1</sub> (32) 1,5%;
7/2 <sup>+</sup>	241	250	633↑	94%;	651↑ + Q <sub>1</sub> (22) 1,9%;	
1/2 <sup>-</sup>	565	610	510↑	43%;	512↑ + Q <sub>1</sub> (22) 43%;	512↑ + Q <sub>1</sub> (22) 7%;
5/2 <sup>+</sup>	-	690	642↑	73%;	642↑ + Q <sub>1</sub> (20) 17%;	660↑ + Q <sub>1</sub> (22) 4%;
3/2 <sup>-</sup>	713	730	521↑	39%;	521↑ + Q <sub>1</sub> (22) 51%;	
3/2 <sup>+</sup>	-	780	651↑	44%;	633↑ + Q <sub>1</sub> (22) 39%;	651↑ + Q <sub>1</sub> (20) 10%;
7/2 <sup>-</sup>	822	1040	514↑	83%;	512↑ + Q <sub>1</sub> (22) 13%;	514↑ + Q <sub>1</sub> (20) 3,3
5/2 <sup>-</sup>	850	710	523↑	54%;	521↑ + Q <sub>1</sub> (22) 45%;	
9/2 <sup>+</sup>	-	830	624↑	94%;	512↑ + Q <sub>1</sub> (32) 3,8%;	633↑ + Q <sub>1</sub> (22) 1%;
1/2 <sup>+</sup>	-	960	660↑	55%;	642↑ + Q <sub>1</sub> (22) 18%;	660↑ + Q <sub>1</sub> (20) 11%;
3/2 <sup>-</sup>	1082	1030	512↑	21%;	521↑ + Q <sub>1</sub> (22) 49%;	514↑ + Q <sub>1</sub> (22) 10%;
11/2 <sup>+</sup>	-	1100	633↑	100%;		
11/2 <sup>-</sup>	1394	1100	505↑	72%;	505↑ + Q <sub>1</sub> (20) 23%;	
3/2 <sup>+</sup>	1526	1110	402↑	2%;	633↑ + Q <sub>1</sub> (22) 97%;	
1/2 <sup>+</sup>	1644	1340	400↑	54%;	402↑ + Q <sub>1</sub> (22) 27%;	402↑ + Q <sub>1</sub> (22) 4%;
						521↑ + Q <sub>1</sub> (30) 3%;

ядро  $^{171}\text{Er}$ 

$K^{\pi}$	Энергия, кэВ.		Структура				
	опыт	расчет					
$5/2^{-}$	0	0	$5I2^{\dagger}$	88%;	$5I0^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 9%;	
$1/2^{-}$	195	520	$52I^{\dagger}$	90%;	$52I^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 4,8%;	$523^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 4%;
$9/2^{+}$	378	530	$624^{\dagger}$	96%	$5I2^{\dagger}$	+ $Q_1(32)$ 1,9%	
$7/2^{-}$	531	310	$5I4^{\dagger}$	88%;	$5I2^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 7,9%;	$5I4^{\dagger}$ + $Q_1(20)$ 2%;
$1/2^{+}$	-	680	$660^{\dagger}$	59%;	$642^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 12%;	$660^{\dagger}$ + $Q_1(20)$ 12%;
$1/2^{-}$	706	500	$5I0^{\dagger}$	53%;	$5I2^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 34%;	$5I2^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 9,4%;
$7/2^{+}$	-	720	$633^{\dagger}$	95%;	$65I^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 2,4%;	
$3/2^{+}$	-	760	$65I^{\dagger}$	61%;	$65I^{\dagger}$	+ $Q_1(20)$ 17%;	$633^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 6,2%;
$5/2^{+}$	-	820	$642^{\dagger}$	67%;	$642^{\dagger}$	+ $Q_1(20)$ 22%;	$660^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 6%;
$3/2^{-}$	906	810	$5I2^{\dagger}$	54%;	$5I4^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 26%;	$5I0^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 15%;
$3/2^{-}$	-	1290	$52I^{\dagger}$	26%;	$52I^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 67%;	$52I^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 1,4%

Таблица 5.

ядро  $^{173}\text{Hf}$ 

$K^{\pi}$	Энергия, кэВ.		Структура				
	опыт	расчет					
$1/2^{-}$	0	0	$52I^{\dagger}$	96%;	$52I^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 1,4%;	
$5/2^{-}$	107,2-20		$5I2^{\dagger}$	92%;	$5I0^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 3,3%;	$624^{\dagger}$ + $Q_1(32)$ 2,7%;
$7/2^{+}$	165,2	80	$633^{\dagger}$	97%;			
$7/2^{-}$	-	440	$5I4^{\dagger}$	93%;	$5I2^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 3,4%;	$5I4^{\dagger}$ + $Q_1(20)$ 1,6%;
$5/2^{+}$	-	480	$642^{\dagger}$	83%;	$642^{\dagger}$	+ $Q_1(20)$ 8,5%;	$660^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 1,9%;
$9/2^{+}$	-	570	$624^{\dagger}$	90%;	$5I2^{\dagger}$	+ $Q_1(32)$ 9,2%;	
$3/2^{+}$	-	730	$65I^{\dagger}$	74%;	$65I^{\dagger}$	+ $Q_1(20)$ 11,8%;	$633^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 3%;
$1/2^{+}$	-	880	$660^{\dagger}$	71%;	$660^{\dagger}$	+ $Q_1(20)$ 11,4%;	$642^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 5,5%;
$5/2^{-}$	-	890	$523^{\dagger}$	87%;	$52I^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 9,5%;	$65I^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 4,1%;
$1/2^{-}$	-	900	$5I0^{\dagger}$	63%;	$5I2^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 10%;	
$3/2^{-}$	-	920	$52I^{\dagger}$	73%;	$52I^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 11,7%;	$633^{\dagger}$ + $Q_1(32)$ 11%;
$3/2^{+}$	-	1180	$5I2^{\dagger}$	63%;	$5I4^{\dagger}$	+ $Q_1(22)$ 21%;	$5I0^{\dagger}$ + $Q_1(22)$ 10%



Таблица 6.

ядро  $^{175}\text{Lu}$ 

$K^{\pi}$	Энергия, кэВ.		Структура	
	опыт	расчет		
$5/2^{-}$	0	0	$5I2\uparrow$	95%
$1/2^{-}$	125	300	$52I\uparrow$	95%; $52I\uparrow + Q_2(22)$ 1,9%; $523\downarrow + Q_2(22)$ 1,6%;
$7/2^{+}$	207,4	380	$633\downarrow$	95%; $52I\uparrow + Q_1(32)$ 1,9%; $633\downarrow + Q_1(20)$ 1,6%;
$7/2^{-}$	348,4	270	$5I4\downarrow$	95%; $5I2\downarrow + Q_2(22)$ 2,4%;
$9/2^{+}$	-	400	$624\uparrow$	96%; $5I2\uparrow + Q_1(32)$ 3,5%;
$5/2^{+}$	-	1000	$642\uparrow$	83%; $642\uparrow + Q_1(20)$ 10%; $52I\downarrow + Q_1(32)$ 1,7%; $660 + Q_2(22)$ 1,4%
$1/2^{-}$	-	910	$5I0\uparrow$	79%; $5I2\uparrow + Q_2(22)$ 12%; $5I2\downarrow + Q_2(22)$ 6%
$3/2^{-}$	-	1110	$5I2\downarrow$	75%; $5I4\downarrow + Q_2(22)$ 13%; $5I0\uparrow + Q_2(22)$ 8,7%