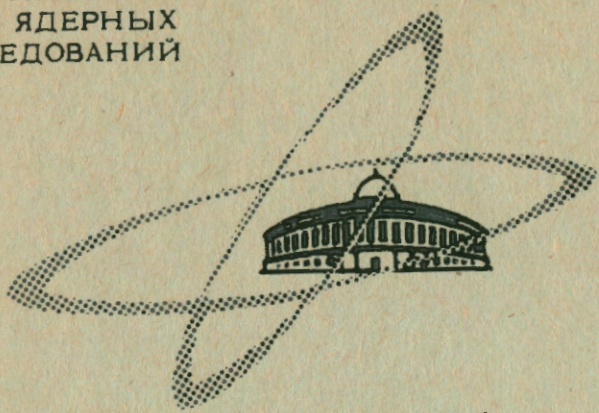


F-202

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3935



Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, М.И.Черней

ВЕРОЯТНОСТИ $E\lambda$ - ПЕРЕХОДОВ
И РАЗРЕШЕННЫЙ β - РАСПАД В НЕЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

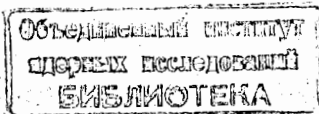
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, М.И.Черней

4362/6 нр.
ВЕРоятности $E \lambda$ - ПЕРЕХОДОВ
И РАЗРЕШЕННЫЙ β - РАСПАД В НЕЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ



В работах^{/1/} был предложен метод решения уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом Саксона-Вудса и получены собственные значения и собственные функции для деформированных ядер редкоземельной области.

Изучение следствий, вытекающих в результате использования такого потенциала, показало^{/1,2/}, что ряд характеристик среднего поля испытывает существенные изменения по сравнению со своими нильссоновскими аналогами^{/3/}. Масштаб этих изменений таков, что нельзя не учитывать их в современных спектроскопических расчётах.

Отметим, что на необходимость более точного описания по сравнению с приближением Нильссона уровней среднего поля и, особенно, соответствующих волновых функций указывалось в ряде работ^{/4,5/}.

По-видимому, даже нижайшие возбужденные состояния в нечётных ядрах не являются чисто одноквазичастичными^{/4/}. Наличие малых примесей других конфигураций к одноквазичастичным состояниям может существенно изменить величины матричных элементов рассматриваемых переходов. Такая примесь возникает, если учесть взаимодействие квазичастицы с фононами^{/4,6/} и с вращательным движением чётно-чётного остова^{/5,7/}.

Тем не менее в ряде задач одноквазичастичная интерпретация нижайших возбужденных состояний нечётных деформированных ядер является вполне удовлетворительной. Прежде чем отказаться от простой структуры квазичастичной волновой функции, необходимо рассмотреть интенсивности квазичастичных переходов в реалистической схеме ^{1/}. Волновые функции этой схемы корректней, чем нильссоновские, так как обладают правильной асимптотикой на границе ядра и содержат примеси от оболочек $N \pm 2$. Большинство наблюдаемых квазичастичных переходов запрещено по асимптотическим квантовым числам, поэтому уточнение малых компонентов волновых функций может привести к заметному изменению величины вероятности таких переходов.

Данная работа посвящена исследованию вероятностей одноквазичастичных $E \lambda$ - и разрешенных β - переходов в нечётных деформированных ядрах редкоземельной области и анализу имеющихся экспериментальных данных.

1. Электрические $E \lambda$ - переходы

Изучению вероятностей $E \lambda$ - переходов между одноквазичастичными состояниями в деформированных ядрах посвящено много работ. Прежде чем приступить к обсуждению наших расчётов и сравнению их с результатами других авторов выпишем несколько известных соотношений.

Приведенная вероятность $B(E \lambda)$ для электрических мультипольных $E \lambda$ - переходов в длинноволновом приближении (при условии $\frac{\omega}{c} R \ll 1$, где R - радиус ядра, а $\omega = \frac{E_i - E_f}{h}$ - частота перехода) равна

$$B(E \lambda) = \frac{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2}{8\pi(\lambda + 1)} \frac{\pi}{r_{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\hbar c}{E_i - E_f} \right)^{2\lambda + 1} \ln 2, \quad (1)$$

где $r_{\frac{1}{2}}$ - парциальное время полураспада. Для сравнения теоретических расчётов с экспериментальными данными вычислялись по формуле (1) величины $B_{\text{экс.}}(E \lambda)$, причём $r_{\frac{1}{2}}$ и $E_i - E_f$ были взяты из соответствующих экспериментов. Формулу (1) полезно переписать в виде:

$$B(E1) = \frac{0,43 \cdot 10^{-17}}{r_{\frac{1}{2}}^2 (E_i - E_f)^3} [e^2 \times \text{барн}], \quad (2)$$

$$B(E2) = \frac{0,56 \cdot 10^{-18}}{r_{\frac{1}{2}}^4 (E_i - E_f)^5} [e^2 \times \text{барн}^2], \quad (3)$$

$$B(E3) = \frac{0,12 \cdot 10^{-8}}{r_{\frac{1}{2}}^6 (E_i - E_f)^7} [e^2 \times \text{барн}^3], \quad (4)$$

где $r_{\frac{1}{2}}$ - в сек, $E_i - E_f$ в МэВ.

Приведем выражение для одноквазичастичной приведенной вероятности, в котором базисные волновые функции даны в представлении $\ell j \Omega$.

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = e_{\text{eff}}^2 \left| \sum_{n, l_j} a_{n, l_j}^{\Omega_i} a_{n, l_j}^{\Omega_f} \langle R_{n, l_j}(r) | r^\lambda | R_{n, l_j}(r) \rangle \right|^2$$

$$\sqrt{\frac{(2\lambda+1)(2\ell+1)}{4\pi(2\ell'+1)}} \langle \ell \lambda 00 | \ell' 0 \rangle \langle I_i \lambda; \Omega_i \Omega_f - \Omega_i | I_f \Omega_f \rangle \times$$

$$\sum_{\nu} \langle \ell \lambda; \Omega_i - \nu, \Omega_f - \Omega_i | \ell' \Omega_f - \nu \rangle \langle \ell' \lambda; \Omega_f - \nu, \nu | j' \Omega_f \rangle \langle \ell \lambda; \Omega_i - \nu, \nu | j \Omega_i \rangle + \quad (5)$$

$$(-1)^{I_f - j'} \langle I_i \lambda; \Omega_i, -\Omega_f - \Omega_i | I_f - \Omega_f \rangle \sum_{\nu} \langle \ell \lambda; \Omega_i - \nu, -\Omega_f - \Omega_i | \ell' - \Omega_f - \nu \rangle \times$$

$$\langle \ell' \lambda; -\Omega_f - \nu, \nu | j' - \Omega_f \rangle \langle \ell \lambda; \Omega_i - \nu, \nu | j \Omega_i \rangle \Big|^2,$$

где e_{eff} - эффективный электрический заряд, учитывающий относительное движение нуклона и остова ядра, равный

$$e_{\text{eff}} = e \begin{cases} 1 - \frac{Z}{A} & \text{для протона} \\ -\frac{Z}{A} & \text{для нейтрона} \end{cases}$$

при E1 - переходах. Для других мультиполей электрических переходов полагаем $e_{\text{eff}} = e$.

Второе слагаемое в (5) отлично от нуля для случая $\lambda \geq \Omega_f + \Omega_i$ и редко реализуется на эксперименте. Из свойств коэффициентов Клебша-Гордона, входящих в (5), легко вывести известные правила отбора.

В таблицах даны экспериментально наблюдаемые E1 - переходы с $\Delta K = 0$ и $\Delta K = \pm 1$. Экспериментальная приведенная вероятность $B(E1)$ вычислялась по формуле (2), а теоретическая - по формуле (5) с одно-

квазичастичными волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса^{/1/}. Факторы запрета, равные $F_{s.w.} = \frac{V_{s.w.}(E\lambda)}{V_{\text{экс}}(E\lambda)}$ и $F_N = \frac{V_N(E\lambda)}{V_{\text{экс}}(E\lambda)}$, приведены как без учёта влияния спаривания, так и с учётом парных корреляций - величины $F_{s.w.} R_{\gamma}^{s.w.}$ и $F_N R_{\gamma}^N$.

Учет влияния остаточных парных взаимодействий на вероятность $E\lambda$ -переходов был произведен обычным образом^{/4,5/}. Численные значения факторов задержки R_{γ} можно разделить на две группы $0,01 \leq R_{\gamma} \leq 1$ и $R_{\gamma} \ll 0,01$. Для первой группы R_{γ} точность вычисления этих величин удовлетворительна, и при изменении деформации или типа функций сверхтекучей модели R_{γ} меняются не больше, чем в 5 раз^{/5/}. Что касается малых значений R_{γ} , то они весьма неустойчивы по отношению как к величине деформации, так и к выбору волновых функций сверхтекучей модели, и точность их расчётов очень мала. Поэтому к величинам $R_{\gamma}^{s.w.} F_{s.w.}$ с R_{γ} из второй группы нужно относиться весьма осторожно.

Величина $V_{s.w.}(E\lambda)$ зависит от того, при какой деформации были взяты волновые функции. Равновесные деформации, извлекаемые из эксперимента, определяются с точностью 15%. Нами проведены расчёты $F_{s.w.}$ при нескольких деформациях в указанном интервале неопределённости. Вычисления показали, что $F_{s.w.}$ меняются не больше, чем в 5 раз.

а) $E1$ - переходы.

$E1$ - переходы обычно делят на две группы: переходы с $\Delta K = 0$ и с $\Delta K = \pm 1$. Такое деление связано с тем, что теоретические значения вероятностей переходов для $\Delta K = 0$ и $\Delta K = \pm 1$ резко отличаются друг от друга.

В модели Нильссона F_N для $\Delta K = 0$ меньше единицы, за исключением перехода $7/2^-/523/ \rightarrow 7/2^+/404/$ в ${}_{89}\text{Tm}^{167}$. Поэтому некоторые авторы рассматривают эти переходы без учёта парных корреляций (например, ^{/8/}), т.к. величина $F_N R_\gamma^N$ значительно меньше единицы.

В нашем случае все $F_{s.w.} > 1$ и учёт парных корреляций улучшает согласие с экспериментом (см. таблицу 1). Исключение составляет переход $5/2^+/642/ \rightarrow 5/2^-/523/$ в ${}_{88}\text{Er}^{165}$. Для этого $E1$ -перехода R_γ относится ко второй группе, а поэтому корректность этого значения R_γ сомнительна.

Результаты исследований $E1$ -переходов с $\Delta K = \pm 1$ приведены в таблице 2. В этом случае и $F_{s.w.}$ и F_N больше единицы. Для некоторых случаев $F_{s.w.}$ и F_N практически совпадают, для других переходов $F_{s.w.}$ и F_N различаются на порядок, причем $F_{s.w.}$ меньше F_N .

в) $E2, E3$ - переходы

Вычисление вероятностей $E2$ - и $E3$ -переходов показало, что $F_{s.w.}$ и F_N практически не отличаются друг от друга.

Расчёт дает возможность сделать вывод, что для переходов этого типа одноквазичастичное приближение работает очень плохо и необходимо учитывать сильную коллективизацию тех состояний, между которыми идет переход.

Резюмируя вышеизложенное, можно сказать, что в тех случаях, когда одноквазичастичное приближение справедливо, расчёт с волновыми функциями ^{/1/} систематически дает лучшее согласие с экспериментом по сравнению с вычислениями в приближении потенциала Нильссона.

2. Разрешенный β -распад

N - запрещенные β -переходы ($\Delta N = 2$, где N - главное осцилляторное квантовое число) в нечётных деформированных ядрах редкоземельной области были исследованы нами в ^{/9/}, где и получен наблюдаемый масштаб интенсивности β -распада.

В данной работе проведен анализ разрешенных β -распадов с волновыми функциями ^{/1/} и показано, что одночастичные значения $\log ft$ таких переходов практически не зависят от модельных волновых функций, с помощью которых они рассчитаны. В среднем $\log(ft)_{s.w.} - \log(ft)_N = \pm(0,2 \pm 0,3)$. Расчёт $\log(ft)_{s.w.}$ проводился с теми же константами взаимодействия, что и в ^{/9/}, при деформации $\beta = 0,31$. Неопределенность параметра деформации для конкретных ядер, вызванная экспериментальными ошибками, не существенна при теоретических исследованиях разрешенных β -переходов. Изменение $\log ft$ при изменении β от 0,25 до 0,37 не превышает 0,1 (см. рис. 1).

Влияние остаточных парных взаимодействий на β -распад было учтено так же, как в ^{/9/}. Сравнение вычисленных значений $\log ft$ и $\log(ft R^{-1})$ и экспериментальных $\log ft$ показывает, что наблюдается систематическое улучшение теоретических значений по сравнению с экспериментальными при учёте парных корреляций. В среднем разность $\log(ft)_{\text{экс}} - \log(ft R^{-1})_{s.w.} = 0,8 \pm 1$. Такое отличие может быть объяснено эффектом спиновой поляризации остова ядра нечётной частицей. В работах ^{/10/} показано, что этот эффект может оказывать заметное влияние на величину $\log ft$, увеличивая ее.

Авторы признательны Б.Н.Калинкину и Н.И.Пятову за обсуждение результатов.

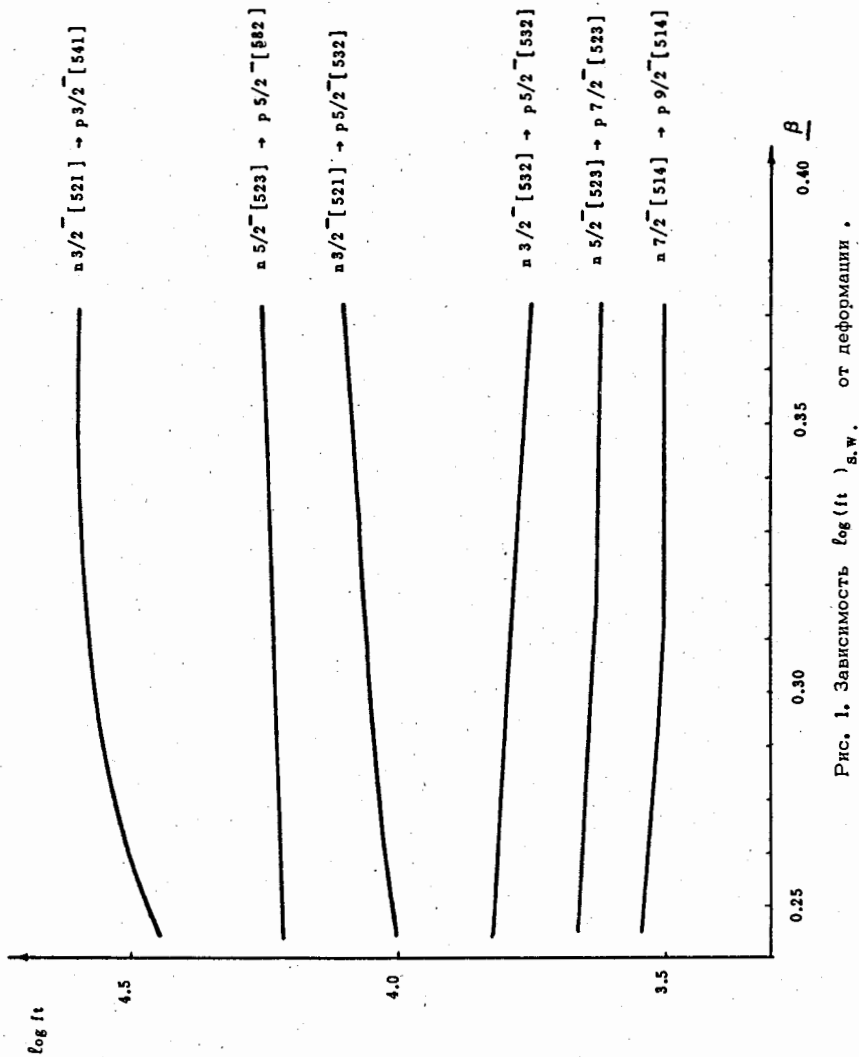


Рис. 1. Зависимость $\log(ft)_{\text{э.в.}}$ от деформации.

Л и т е р а т у р а

1. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-3451, Дубна 1967 г.
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, С.К.Слепнев, М.Г.Гинзбург. Препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна 1967 г.
2. В.А.Челурнов. Препринт ИАЭ 1447, 1967.
3. S.G.Nilsson *Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Mat. Fys. Medd.*, 29, no 16 (1965).
B.R.Mottelson, S.G.Nilsson *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, 1, no 8 (1959).
4. В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1978, Дубна 1965 г.
- 5.а) Pyatov N.I., *Acta Phys., Pol. Vol. XXV*, 21 (1964).
b) Berlovich E.E. *Phys. Lett.*, 13, 161 (1964).
6. Faessler A., *Nucl. Phys.*, 59, 177 (1964).
7. Kerman A.K., *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 30, no 15 (1956).
8. Perdrisat C.F. *Rev. Modern Phys.*, 38, 41 (1966).
9. Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин, Н.И.Пятов, М.И.Черней. Препринт ОИЯИ Р4-3650, Дубна 1967 г.
10. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Издательство "Наука" 1965 г.
Z.Bochnacki, S. Ogaza. *Nucl. Phys.*, A102, 529 (1967).
11. Lobner K.E.G. Malmskog S.G., *Nucl. Phys.*, 80, 505 (1966).
12. Э.Е.Берлович, Изв. АН СССР, серия физическая, 25, 1275 (1961).
13. А.Кокеш, И.Звольски, Изв. АН СССР, серия физическая, 31, 133 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1968 года.

ТАБЛИЦА №1. E1-переходы K=0

Ядро	$I_i \pi_i [N \pi_i]_i$	$I_f \pi_f [N \pi_f]_f$	E_{γ} кэВ	$\tau_{1/2}$ сек	$B(E1) \cdot 10^8$ [$e^2 \text{ barn}$] эксп	$F_{s.w.}$	$F_{s.w.} R_{\gamma}^{s.w.}$	β	F_N	$F_N R_{\gamma}^N$
63Eu^{153}	5/2 ⁻ [532]	5/2 ⁺ [413]	97	$1,6 \cdot 10^{-10}$	2945 [8]	1,6	0,4	0,31	$1,1 \cdot 10^{-2}$ [8]	$8,8 \cdot 10^{-4}$ [5a]
63Eu^{155}	5/2 ⁻ [532]	5/2 ⁺ [413]	104,35	$2,6 \cdot 10^{-10}$	≥ 1458 [II]	3,3	0,8	0,31	$4,1 \cdot 10^{-2}$ [II]	$3,3 \cdot 10^{-3}$ [5a]
65Tb^{161}	5/2 ⁻ [532]	5/2 ⁺ [413]	165,3	$6,6 \cdot 10^{-10}$	> 144 [II]	33,6	21,5	0,31	0,46 [II]	
66Dy^{161}	5/2 ⁻ [523]	5/2 ⁺ [642]	25,7	$9 \cdot 10^{-8}$	281 [II]	21,9	2,4	0,31	0,84 [II]	$5 \cdot 10^{-3}$ [5a]
68Er^{165}	5/2 ⁺ [642]	5/2 ⁻ [523]	47,1	$4,8 \cdot 10^{-9}$	857 [II]	7,2	0,002	0,31	0,3 [II]	
69Tm^{169}	7/2 ⁻ [523]	7/2 ⁺ [404]	63,1	$9,6 \cdot 10^{-8}$	17,8 [II]	217	16	0,31	1,6 [II]	
69Tm^{167}	7/2 ⁻ [523]	7/2 ⁺ [404]	113,3	$1,4 \cdot 10^{-6}$	0,44 [8]	8773	631	0,31	66,7 [8]	
70Yb^{173}	7/2 ⁻ [514]	7/2 ⁺ [633]	285,6	$7,9 \cdot 10^{-10}$	25,2 [II]	30,2	0,06	0,31	0,69 [8]	$8 \cdot 10^{-4}$ [5a]
75Re^{187}	5/2 ⁻ [532]	5/2 ⁺ [402]	686,1	$1,28 \cdot 10^{-11}$	104 [8]	0,35-14	0,25-10	0,12-0,25	0,38 [8]	

ТАБЛИЦА №2. E1-переходы K=+1

Ядро	$I_i \pi_i [N \pi_i]_i$	$I_f \pi_f [N \pi_f]_f$	E_{γ} кэВ	$\tau_{1/2}$ сек	$B(E1) \cdot 10^8$ [$e^2 \text{ barn}$] эксп	$F_{s.w.}$	$F_{s.w.} R_{\gamma}^{s.w.}$	β	F_N	$F_N R_{\gamma}^N$
65Tb^{155}	5/2 ⁻ [532]	3/2 ⁺ [411]	226,9	$3,4 \cdot 10^{-10}$	77 [I3]	0,34	0,1	0,31	0,42 [I3]	
65Tb^{157}	5/2 ⁻ [532]	3/2 ⁺ [411]	326,2		36 [I3]	0,73	0,2	0,31	0,92 [I3]	
65Tb^{159}	5/2 ⁻ [532]	3/2 ⁺ [411]	363		48 [I3]	0,55	0,15	0,31	0,70 [I3]	0,2 [5a]
65Tb^{161}	5/2 ⁻ [532]	3/2 ⁺ [411]	482	$< 3 \cdot 10^{-10}$	> 128 [II]	2	0,54	0,31	6,1 [II]	
63Eu^{155}	3/2 ⁺ [411]	5/2 ⁻ [532]	141	$5,3 \cdot 10^{-9}$	29 [II]	1,4	0,02	0,31	2,3 [II]	$1,1 \cdot 10^{-2}$ [5a]
64Gd^{157}	5/2 ⁺ [642]	3/2 ⁻ [521]	64	$1,8 \cdot 10^{-6}$	0,91 [II]	36,1	0,22	0,31	920 [II]	
66Dy^{161}	3/2 ⁻ [521]	5/2 ⁺ [642]	75	$2,9 \cdot 10^{-8}$	35,3 [II]	1,4	0,008	0,31	31 [II]	5,9 [5a]
70Yb^{169}	5/2 ⁻ [512]	7/2 ⁺ [633]	191,4	$4,2 \cdot 10^{-9}$	14,6 [II]	3	1,23	0,31	36 [II]	
70Yb^{171}	5/2 ⁻ [512]	7/2 ⁺ [633]	27,0	$8,1 \cdot 10^{-6}$	2,7 [II]	16,2	1,4	0,31	180 [II]	
70Yb^{173}	7/2 ⁺ [633]	5/2 ⁻ [512]	351	$2,3 \cdot 10^{-8}$	0,43 [II]	72,6	29	0,31	880 [II]	500 [5a]
72Hf^{175}	7/2 ⁺ [633]	5/2 ⁻ [512]	207,4	$(2,1-2,6) \cdot 10^{-9}$	23-18,6 [II]	1,4-1,70	23-0,3	0,31	16-20 [II]	
71Lu^{175}	9/2 ⁻ [514]	7/2 ⁺ [404]	396,1	$6,3 \cdot 10^{-9}$	1,1 [8]	6	2,9	0,20	182 [8]	36,4 [5a]
71Lu^{177}	9/2 ⁻ [514]	7/2 ⁺ [404]	147	$1,94 \cdot 10^{-7}$	0,7 [8]	9,4	4,5	0,20	250 [8]	50 [5a]
73Tm^{179}	9/2 ⁻ [514]	7/2 ⁺ [404]	30,7	$7,3 \cdot 10^{-6}$	2 [II]	3,2	0,45	0,20	77 [8]	30,8
73Tm^{181}	9/2 ⁻ [514]	7/2 ⁺ [404]	6,3	$3,1 \cdot 10^{-4}$	5,75 [8]	1,1	0,16	0,20	29 [8]	11,6 [5a]
65Tb^{161}	7/2 ⁻ [523]	5/2 ⁺ [413]	102,4	$6,9 \cdot 10^{-9}$	58,1 [II]	8,7	0,37	0,31	5,8 [II]	
70Yb^{177}	7/2 ⁻ [514]	9/2 ⁺ [624]	104	$6,6 \cdot 10^{-9}$	58 [II]	6,4	3,6	0,25	8 [II]	