

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P6-85-813

Н.А.Бонч-Осмоловская, В.А.Морозов,
В.И.Стегайлов

**ВРЕМЕНА ЖИЗНИ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{171}Yb**

Направлено на 36-е Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Харьков

1985

Среди возбужденных состояний ^{171}Yb /рис.1/ известны два изомера, распадающиеся соответственно со временем $5,25 /24/ \text{ мс}$ /уровень $95,28 \text{ кэВ } 7/2^+ [633]/$ и $265(20) \text{ нс}$ (уровень $122,41 \text{ кэВ } 5/2^- [512])^{1/}$. Кроме того, в ряде работ были измерены времена жизни ротационных состояний $1/2^- [521]$: $T_{1/2} = 0,80(5) \text{ нс}^{2/}$ ($3/2^-$, $66,74 \text{ кэВ}$) и $T_{1/2} = 1,64(16) \text{ нс}$ ($5/2^-$, $75,89 \text{ кэВ}$) $^{1/}$.

Для уровня $66,74 \text{ кэВ}$ приведено средневзвешенное значение времени жизни, определенное в $^{2/}$ по данным экспериментальных работ. Нами были впервые проведены измерения времени жизни состояний $835,09 \text{ кэВ } 7/2^- [514]$ и $167,66 \text{ кэВ } 9/2^+, 7/2 [633]$ /рис.1/.

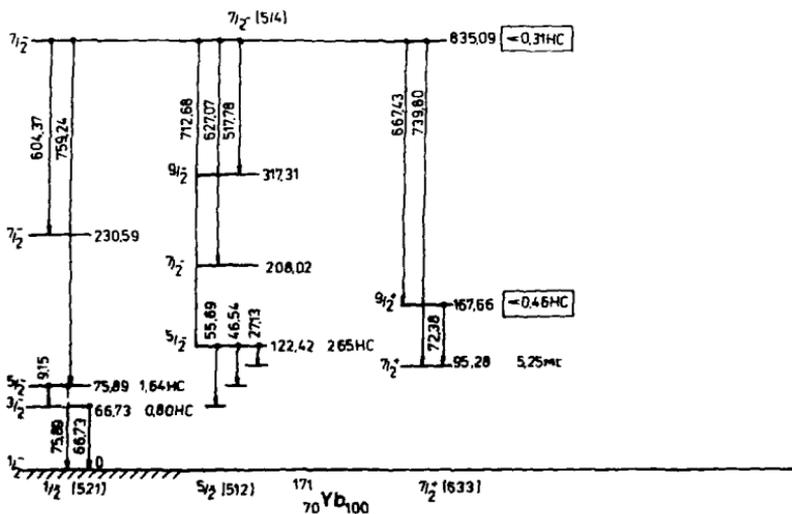
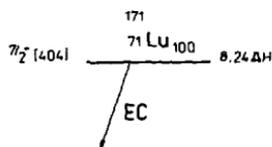


Рис. 1. Фрагмент схемы распада ^{171}Lu .

ЭКСПЕРИМЕНТ

Радиоактивный источник ^{171}Lu ($T_{1/2} = 8,24$ дн.) содержал примесь изотопа ^{172}Lu ($T_{1/2} = 6,70$ дн.), активность которого составляла примерно 10% от активности ^{171}Lu . Измерения проводились на спектрометре $e-\gamma$ -совпадений в режиме трехмерного анализа $E_e - T - E_\gamma$ с использованием сцинтилляционного спектрометра для регистрации электронов /фотоумножитель XR2020Q со сцинтиллятором NE-104/ и планарного полупроводникового детектора типа HPGe- для регистрации γ -излучения^{13/}. Планарный детектор имел объем $1,2 \text{ см}^3$ и временное разрешение $2r_0 = 0,95$ нс при регистрации совпадений $E_\gamma = 1330$ кэВ и $E_\beta = 50 \div 300$ кэВ на источнике ^{60}Co . Рабочее напряжение на детекторе составляло 700 В.

Измерения проводились методом задержанных совпадений. В канале "СТАРТ" использовался сцинтилляционный счетчик, в канале "СТОП" - полупроводниковый. Порог регистрации электронов не превышал 20 кэВ. Спектры $e-\gamma$ -совпадений записывались на магнитную ленту HP-2116. При обработке экспериментальных результатов для получения кривой задержанных совпадений, относящейся к исследуемому нами возбужденному состоянию ядра, на интегральном спектре совпадений выбиралось энергетическое "окно" с соответствующим фотопиком. Фоновый временной спектр, вычитаемый из кривой задержанных совпадений, получался выделением энергетического "окна" справа от данного фотопика. Эта процедура позволила также определить и вклад от задержанных совпадений ^{172}Lu , при распаде которого возбуждается в ^{172}Yb состоянии 1172 кэВ. Период полураспада этого уровня оказался равным $T_{1/2} = 7,8(4)$ нс. Кроме того, был определен период полураспада состояния 78,7 кэВ в ^{172}Yb $T_{1/2} = 1,62(7)$ нс. Наши результаты хорошо согласуются с литературными данными 8,08(13) нс и 1,67(3) нс соответственно^{14/}.

Измерения периода полураспада состояния 835 кэВ были осуществлены за счет регистрации совпадений γ -перехода 739,8 кэВ с электронами Оже. Так как этот переход идет на изомерный уровень 95 кэВ с $T_{1/2} = 5,25$ мс, то времена жизни нижележащих состояний не могут внести в спектр задержанных совпадений какого-либо вклада, отличного от фона случайных совпадений. Это позволяет утверждать, что правый склон задержанных совпадений /рис.2, пик γ 739 кэВ/ определяет верхнюю границу периода полураспада состояния 835 кэВ. Поскольку аппаратная крутизна склона задержанных совпадений $T_{1/2} = 0,31(3)$, то $T_{1/2}(835 \text{ кэВ}) < 0,31$ нс.

Гамма-лучи 667,4 кэВ, разряжающие тот же уровень, дают совпадения не только с электронами Оже, но и с электронами внутренней конверсии перехода 72,4 кэВ. Это обстоятельство позволяет по левому склону кривой задержанных совпадений /рис.2, пик γ 667 кэВ/ получить верхнюю оценку периода полураспада пер-

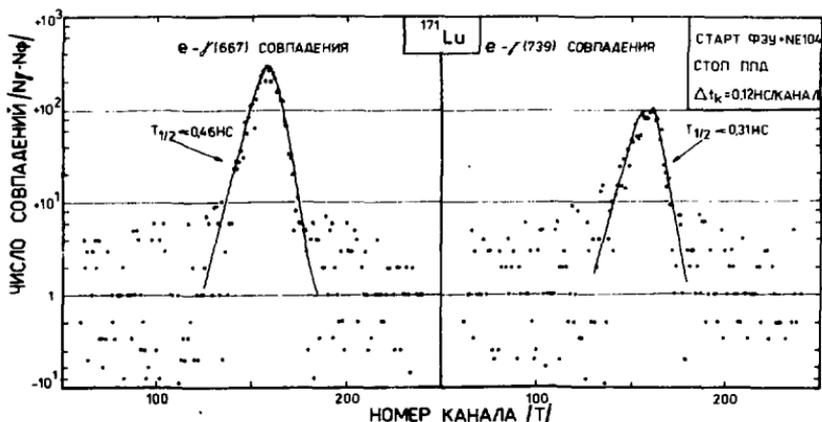


Рис.2. Спектры задержанных совпадений при распаде ^{171}Lu .

вого ротационного состояния $9/2^+$, $7/2[633]$ 167,7 кэВ ($T_{1/2} < 0,46$ нс), следующую из периода полураспада склона кривой задержанных совпадений $T_{1/2} = 0,46(4)$ нс.

На основе полученных оценок времени жизни уровней 835 и 167 кэВ были определены нижние пределы приведенных вероятностей γ -переходов, разряжающих эти состояния /табл.1/. В этой же таблице помещены также и приведенные вероятности γ -переходов с уровней 66, 75 и 122 кэВ, время жизни которых было известно ранее ^{1,2/}. Значения параметров смешивания δ ($M1 + E2$)-переходов, а также значения полных коэффициентов внутренней конверсии $\alpha_{\text{полн.}}$ γ -переходов были взяты из сборника ^{1/}. Следует отметить, что значения δ в табл.1 для переходов, разряжающих уровень 835 кэВ, весьма близки к значениям δ , полученным в недавно вышедшей работе ^{5/}:

$$\delta(\gamma 517) = 0,54^{+0,16}_{-0,11}, \quad \delta(\gamma 627) = 0,76^{+0,14}_{-0,19},$$

$$\delta(\gamma 712) = -1,52(16), \quad \delta(\gamma 759) = 2,2^{+5,3}_{-0,8}.$$

Для определения фактора ветвления f γ -лучей /табл.1/, идущих с уровня 835 кэВ, были использованы данные об их интенсивностях, приведенные в работе ^{8/}. Фактор ветвления мягких γ -лучей, разряжающих уровни 75 и 122 кэВ, определялся как с учетом результатов работ ^{7-9/}, в которых измерялись спектры конверсионных электронов при распаде ^{171}Lu , так и с учетом анализа этих данных, проведенного Б.С.Джелеповым ^{2/}.

Таблица 1

Приведенные вероятности γ -переходов в ^{171}Yb

$21^T\text{K}[\text{Nn}_z\text{A}]$		E_γ	Мульти.	δ эксп.	α полн.	f	$B(\sigma L)$ эксп.		Т е о р и я		
нач.	кон.	кэВ					$M1$ (μ_N^2)	$E2, E1(e^2b^2);$ e^2b^2	$B(E2, E1)$ $(e^2b^2; e^2b^2)$	$e_{\text{eff}}(N)$	$Q_0(b)$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
371/521/-	171/521/	66	M1+E2	+0,69(2)	12,95(7)	1	$8,08 \cdot 10^{-3}$	1,23	0,69	0	5,96
									1,05	0,1	7,32
									1,47	0,2	8,67
57/521/-	171/521/	75	E2		9,723	0,74		0,95	0,69	0	5,96
									1,05	0,1	7,32
									1,47	0,2	8,67
571/521/-	371/521/	9	M1+E2	0,020(6)	183(19)	0,26	$4,45 \cdot 10^{-2}$	0,30	0,20	0	5,96
									0,30	0,1	7,32
									0,42	0,2	8,67
575/512/-	371/521/	55	M1+E2	+0,056(6)	3,244(23)	0,57	$1,16 \cdot 10^{-4}$	$1,66 \cdot 10^{-4}$	$9,54 \cdot 10^{-5}$	0	
									$1,77 \cdot 10^{-4}$	0,1	
									$2,83 \cdot 10^{-4}$	0,2	
	571/521/	46	M1+E2	0,128(9)	6,67(19)	0,15	$2,66 \cdot 10^{-5}$	$2,85 \cdot 10^{-4}$	$5,37 \cdot 10^{-5}$	0	
$1,00 \cdot 10^{-4}$									0,1		
$1,59 \cdot 10^{-4}$									0,2		
777/633/	27	E1			2,279	0,28		$6,90 \cdot 10^{-8}$	$2,96 \cdot 10^{-8}$	-0,412	

Таблица 1 /продолжение/

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
9:7/633/-	7:7/633/	72	MI+E2	-0,28(I)	9,043(I5)	I	$2,1 \cdot 10^{-2}$	>0,43	1,27 1,92 2,70	0 0,1 0,2	6,23 7,65 9,07
7:7/514/	5:1/521/	759	MI+E2	$2,1 \cdot 10^{2,5}$ $0,6$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$3,35 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$>2 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$ - $3,0 \cdot 10^{-5}$ - - -	-0,412 -0,412	
	7:7/633/	739	EI		$2,68 \cdot 10^{-3}$	0,782		$>2,7 \cdot 10^{-8}$			
	5:5/512/	712	MI+E2	+1,54(I3)	$1,05(6) \cdot 10^{-2}$	0,0186	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$>1,3 \cdot 10^{-5}$			
	9:7/633	667	EI		$3,31 \cdot 10^{-3}$	0,180		$>8,4 \cdot 10^{-9}$			
	7:5/512/	627	MI+E2	+1,00(I7)	$1,70(13) \cdot 10^{-2}$	0,0138	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$>1,3 \cdot 10^{-5}$			
	7:1/521/	604	MI		$2,60 \cdot 10^{-2}$	$7,1 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-7}$	-			
9:5/512/	517	MI+E2	+0,52(I5)	$3,39(22) \cdot 10^{-2}$	0,0057	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$>5,7 \cdot 10^{-6}$				

РАСЧЕТЫ

Структура неротационных состояний ^{171}Yb и приведенные вероятности электрических E1-, E2-переходов были рассчитаны по программе "ELTRANS" ^{10/}, в рамках квазичастично-фононной модели ^{11/}. Параметры потенциала Саксона-Вудса были использованы из работы ^{12/}, величины квадрупольной и гексадекапольной деформации из расчетов ^{13/}. Было учтено смешивание состояний с одинаковыми K^π , возникающее вследствие взаимодействия квазичастиц с фононами. Кроме того, была проведена процедура последовательного учета принципа Паули в компонентах волновой функции "квазичастица + фонон", что ведет к подавлению фононного компонента в случае нарушения принципа Паули ^{14/}. В расчетах приведенных вероятностей E2-, E1-переходов учитывался вклад как одночастичных, так и вибрационных компонентов состояний. В табл.1 даны рассчитанные нами приведенные вероятности электрических переходов/E2, E1/ в ^{171}Yb . Значения $B(E2)_{\text{теор}}$ даны для трех значений параметра эффективного заряда $e_{\text{eff}}(N)^{10/}$; и для каждого значения $e_{\text{eff}}(N)$ из величин приведенных вероятностей $B(E2)$ внутривибрационных переходов по программе "ELTRANS" рассчитывается величина квадрупольного момента Q_0 для состояний данной полосы. При расчете приведенных вероятностей E1-переходов параметр эффективного заряда принимает одно значение $e_{\text{eff}}(N) = -\frac{Z}{A}$ /для нечетно-нейтронного ядра/ и $e_{\text{eff}} = \frac{N}{A}$ /для нечетно-протонного ядра/ ^{11/}, где Z, N и A - соответственно число протонов, нейтронов и массовое число четно-четного остова.

В табл.2 представлены энергии и структура ряда неротационных состояний ^{171}Yb , с которыми связаны анализируемые нами переходы, а также структура тех неротационных уровней, с которыми смешиваются эти состояния.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полоса $1/2^- [521]$

Для приведенных вероятностей ротационных E2-переходов полосы основного состояния наблюдается наилучшее согласие теоретических значений с экспериментальными при величине квадрупольного момента $7,32\text{b}$ /табл.1/, которая близка к известной величине $Q_0 = 7,93\text{b}^{4/}$. В наших расчетах не учитывалось взаимодействие Кориолиса, но, очевидно, что для нижних состояний полосы $1/2^- [521]$ влияние его весьма слабо, так как значения $B(E2)$, полученные в работе ^{6/}, где это взаимодействие учитывалось, практически совпадают с нашими результатами: $B(E2) = 1,18\text{e}^2\text{b}^2$ /у 66 кэВ/, $B(E2) = 1,11\text{e}^2\text{b}^2$ /у 75 кэВ/ и $B(E2) = 0,32\text{e}^2\text{b}^2$ /у 9 кэВ/.

Таблица 2

Энергии и структура неротационных состояний ^{171}Yb

K^{π}	E _{ур.} (кэВ)		С т р у к т у р а
	эксп.	теор.	
1/2 ⁻	0	0	52I ↓ 91%; 52I ↑ + Q(22) 3,7%; 523 ↓ + Q(22) 2,7% 5I0 ↑ 0,2%; 5I2 ↑ + Q(22) 0,3%
	(954)	480	5I0 ↑ 51%; 5I2 ↑ + Q(22) 39%; 5I2 ↓ + Q(22) 7,1% 52I ↓ 0,4%
5/2 ⁻	122	-180	5I2 ↑ 88%; 5I0 ↑ + Q(22) 7%; 624 ↑ + Q(32) 2,0% 523 ↓ 0,1%
	-	1000	523 ↓ 93%; 52I ↑ + Q(22) 2,9%; 642 ↑ + Q(30) 0,9% 5I2 ↑ 0,1%
7/2 ⁻	835	535	5I4 ↓ 89%; 5I2 ↓ + Q(22) 7,0%; 633 ↑ + Q(30) 0,4% 503 ↑ 1,5% 624 ↓ + Q(30) 0,4%
	1377	1700	503 ↑ 75%; 50I ↑ + Q(22) 10%; 6I5 ↑ + Q(32) 3,0% 5I4 ↓ 3%; 624 ↓ + Q(30) 3,2%; 505 ↑ + Q(22) 1,5%
7/2 ⁺	95	86	633 ↑ 95%; 65I ↑ + Q(22) 1,5% 52I ↑ + Q(32) 1,2%

Состояние 5/2⁻ [512]

Как видно из табл. 1, для переходов с полосы 5/2⁻ [512] получено вполне удовлетворительное согласие рассчитанных теоретически значений приведенных вероятностей с экспериментальными. Расхождение между теми и другими не более, чем в два раза. Следует отметить, что учет весьма малых примесей квадруольных компонентов играет весьма важную роль при определении B(E2)-неротационных переходов. Так, например, в структуре основного состояния 1/2⁻ [521] вибрационная примесь 5I2 ↑ + Q(22) составляет всего 0,3% /табл.2/. При другом варианте расчета /например, если не учитывать смешивание состояний с одинаковыми K^π/, доля компонента 5I2 ↑ + Q(22) падает на порядок, и соответственно примерно на порядок становятся более заторможенными переходы с уровня 5/2⁻ [512] на уровни полосы основного состояния /у 55 и у 46 кэВ/, что приводит к расхождению с экспериментом. Что касается перехода E1 5/2⁻ [512] → 7/2⁺ [633] /у 27 кэВ/, то Б.А.Аликовым с сотрудниками¹⁵ отмечалось, что при расчетах в рамках неадiabатической модели с учетом взаимодействия Кориолиса /но без учета взаимодействия квазинищц с фононами/ в ве-

роятность перехода $5/2^- [512] \rightarrow 7/2^+ [633]$ может внести заметный вклад компонент $5/2^- [512] \rightarrow 5/2^+ [642]$, возникающий вследствие взаимодействия Кориолиса. Однако значение приведенной вероятности γ_{27} кэВ $V(E1) = 11 \cdot 10^{-8} e^2 b$, полученное авторами¹⁵, примерно вдвое, как и наше значение $V(E1)$ /табл.1/, отличается от экспериментального. Следует ожидать, что наиболее корректные расчеты приведенных вероятностей E1-переходов должны включать как смешивание состояний с разными K за счет взаимодействия Кориолиса, так и смешивание состояний с одинаковыми K за счет взаимодействия квазичастиц с фононами.

Состояние $7/2^+ [633]$

Как упоминалось выше, в ^{171}Yb имеется изомерное состояние 95 кэВ $7/2^+ [633]$ /рис.1/. Данный уровень разряжается γ -переходами на уровни полосы основного состояния. Причем странным фактом является то, что при сильном K-запрете $\Delta K=3$ и запрете по асимптотическим квантовым числам мультипольность перехода $7/2^+, 7/2 [633] \rightarrow 5/2^- 1/2 [521]$ / γ_{19} кэВ/ является практически чистой E1. Одним из объяснений этого факта может быть вид структуры состояния $7/2^+ [633]$, содержащей октупольный компонент $521 + Q(32)$ /табл.2/.

Значение экспериментальной приведенной вероятности ротационного перехода $9/2^+ 7/2 [633] \rightarrow 7/2^+ 7/2 [633]$ / γ_{72} кэВ/, полученное нами из оценки времени жизни уровня 9/2⁺ 167 кэВ /табл.1/, не находится в противоречии со значениями, рассчитанными теоретически.

Состояния $7/2^- [514], 7/2^- [503]$

Теоретических значений $V(E1)$ для переходов с состояния $7/2^- [514]$ получено всего два: для γ_{739} кэВ и γ_{667} кэВ /табл.1/. Расчеты приведенных вероятностей K-запрещенных E2-переходов не проводились, поскольку в основе используемой нами теории отсутствуют предпосылки, которые разрешали бы подобные переходы. Также пока не представляется возможным рассчитывать приведенные вероятности E2-переходов при изменении $K_{\text{нач.}}$ и $K_{\text{кон.}}$ на единицу / $\gamma_{712}, \gamma_{667}, \gamma_{517}$ кэВ, табл.1/, поскольку в нашем подходе не включено корректное рассмотрение возбуждений $K^\pi=1^+$ в четно-четном остове. Для переходов E1 739 и 667 кэВ, ввиду полученной только оценки $V(E1)_{\text{эксп.}}$, можно сказать, что противоречий с теорией не наблюдается.

Что касается структуры состояний $7/2^- [514]$ и $7/2^- [503]$, то их взаимное смешивание проявляется весьма заметно /табл.2/. Состояние $7/2^- [503]$, как более высоколежащее, более фрагментировано, однако степень одночастичного компонента в нем велика. Этим может быть объяснено более интенсивное заселение уровня 1377 кэВ $7/2^-$ при β -распаде ^{171}Lu по сравнению с другими состояниями со спинами $7/2^-$ и энергией выше 1 МэВ. Действительно,

β -переход $7/2^+ [404] \rightarrow 7/2^- [503]$ является 1-го порядка запрещенным, незадержанным, что не противоречит значению $\log ft = 7,5$ для β -перехода на уровень $13/7$ кэВ. Другие же β -переходы на высоколежащие состояния со спином $7/2^-$ должны быть отнесены к переходам 1-го порядка, задержанным, поскольку для них значения $\log ft = 9,1 \div 9,9$.

ВЫВОДЫ

Применение полупроводниковых планарных детекторов, изготовленных из сверхчистого германия - HPGe и обладающих высоким временным разрешением, позволило существенно расширить область исследования времен жизни возбужденных состояний ядер методом задержанных совпадений в широком энергетическом диапазоне. При этом информация, получаемая даже в виде оценок времен жизни возбужденных состояний ядра, становится значимой, так как при достигнутом временном разрешении спектрометра совпадений на базе полупроводникового и сцинтилляционного детектора появляется возможность установить изомерный характер уровня, начиная с предела $T_{1/2} < 1$ нс.

На основе полученных нами оценок времен жизни уровней $T_{1/2} < 0,31$ нс /ур. 835 кэВ/ и $T_{1/2} < 0,46$ нс /ур. 167 кэВ/ и известных из литературы времен жизни ряда других состояний рассчитаны приведенные вероятности электромагнитных переходов и проведен сравнительный анализ со значениями приведенных вероятностей, полученными теоретически в рамках квазичастично-фонной модели с учетом принципа Паули и смешивания состояний с одинаковыми J . Как оказалось, вклад вибрационного компонента в вероятность межполосных E2-переходов играет доминирующую роль. Что касается вероятностей дипольных E1-переходов, то было бы полезным дальнейшее развитие теории, которая учитывала бы смешивание состояний как за счет взаимодействия Кориолиса, так и за счет взаимодействия квазичастиц с фононами.

В заключение мы выражаем свою признательность Б.А.Аликову и В.О.Нестеренко за плодотворную дискуссию, а также Э.Худайбердиеву за помощь в работе и В.В.Кузнецову за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nucl. Data Sheets, 1984, 43, p.127.
2. Желепов Б.С. В кн.: Лекции X Всесоюзной школы по ядерной физике. ч.1, Изд-во "ФАН", Ташкент, 1983, с.3.
3. Морозов В.А. и др. ОИЯИ, 13-84-213, Дубна, 1984.
4. Схемы распада радиоактивных ядер $A = 171 \div 174$ /под ред. Б.С.Желепова /, "Наука", Л., 1977.

5. Kračiková T.I. et al. Nucl.Phys., 1985, A440, p.203.
6. Бацев С., Бонч-Осмоловская Н.А. Изв. АН СССР, сер.физ. 1981, 45, с.697.
7. Артамонова К.П. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975,39, с.523.
8. Kaye G. Nucl.Phys., 1966, 86, p.241.
9. Harmatz B., Handley T.H., Mihelich J.W. Phys.Rev., 1960, 119, p.1345.
10. Bastrukov S.I., Nesterenko V.O. In: Proc.Int.Symp. In-Beam Nucl.Spectr. Hungary, 1984, vol.1, p.90.
11. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
12. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, вып.2, с.357.
13. Аликов Б.А. и др, ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
14. Soloviev V.G. et al. Z.Phys.A. 1983, 309, p.353.
15. Аликов Б.А. и др. В кн.: Тезисы докладов XXXVI Сессии по ядерной спектроскопии и структуре ядра. "Наука", Л., 1985, с.113.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 ноября 1985 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

*1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649,
Дубна, 1984.*

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Бонч-Осмоловская Н.А., Морозов В.А., Стегайлов В.И. Р6-85-813
Времена жизни возбужденных состояний ^{171}Yb

Методом задержанных e - γ -совпадений в режиме трехмерного анализа измерены времена жизни возбужденных состояний ^{171}Yb $7/2^- 7/2[514]$ 835 кэВ / $T_{1/2} < 0,31$ нс/ и $9/2^+ 7/2[633]$ 167 кэВ / $T_{1/2} < 0,46$ нс/. В рамках квазичастично-фононной модели с учетом принципа Паули рассчитаны энергии, структура неротационных состояний ^{171}Yb и приведенные вероятности электрических дипольных /E1/- и квадрупольных /E2/-переходов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Bonch-Osmolovskaya N.A., Morozov V.A., Stegajlov V.I. P6-85-813
Lifetimes of ^{171}Yb Excited States

Lifetimes of $7/2^- 7/2[514]$ 835 keV ($T_{1/2} < 0,31$ ns) and $9/2^+, 7/2[633]$ 167 keV ($T_{1/2} < 0,46$ ns) excited states ^{171}Yb have been measured by the delayed coincidence method in three-dimensional analysis mode. Within the quasiparticle-phonon model taking into account the Pauli principle the energies, structures of nonrotational states of ^{171}Yb and reduced probabilities of electric dipole (E1)- and quadrupole (E2)-transitions are calculated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985

16 коп.

Редактор М.И.Зарубина. Макет Р.Д.Фоминой.
Набор Н.И.Коротковой, Л.М.Кашежлебовой.

Подписано в печать 11.12.85 г.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,08.
Тираж 355. Заказ 37061.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.