

Б-56 865

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



31/11-75

1208 / 2-75

P7 - 8567

Б.Бочев, С.Илиев, Р.Калпакчиева,
С.А.Карамян, Т.Куцарова

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВЫСОКОСПИНОВЫХ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПА ¹⁶⁴Уь,
ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА
НА ЯДРАХ ОТДАЧИ

1975

P7 - 8567

Б.Бочев, С.Илиев, Р.Калпакчиева,
С.А.Карамян, Т.Куцарова

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВЫСОКОСПИНОВЫХ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПА ¹⁶⁴Уь,
ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА
НА ЯДРАХ ОТДАЧИ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Бочев Б., Илев С., Калпакчиева Р.,
Карамян С.А., Купарова Т.

P7 - 8567

Времена жизни высокоспиновых вращательных состояний
изотопа ^{164}Yb , измеренные методом эффекта Допплера на
ядрах отдачи

При помощи метода доплеровского смещения гамма-лучей на
ядрах отдачи измерены времена жизни высокоспиновых уровней полосы
основного состояния и времена независимого заселения изотопа ^{164}Yb ,
полученного в реакции (^{40}Ar , $4n$).

Установлено, что сильного торможения переходов в области
бэкбендинга не происходит.

Экспериментальные значения приведенных вероятностей переходов
 $B(E2)$ сравниваются с некоторыми теоретическими предсказаниями.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Bochev B., Iliev S., Kalpakchieva R.,
Karamian S.A., Kutsarova T.

P7 - 8567

Lifetimes of High Spin Rotational States of ^{164}Yb
Measured by Doppler-Shift Recoil-Distance Method

The lifetimes and the side-feeding times of the
high-spin ground-band levels of ^{164}Yb have been measured
by a recoil-distance Doppler-shift method following
(^{40}Ar , $4n$) reaction. Only a small retardation of the
transitions in the back-bending region is found. The
experimental $B(E2)$ values are compared with theoretical
predictions.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

ВВЕДЕНИЕ

Энергия высокоспиновых уровней для многих четно-
четных деформированных ядер сильно отклоняется от

вращательного закона $E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1)$, так что

энергии переходов между уровнями не только становятся
существенно меньшими, чем по формуле для жесткого

ротатора $\Delta E_{I \rightarrow I-2} = \frac{\hbar^2}{J} (2I-1)$, но даже уменьшаются

с ростом спина в определенной области его значений
/как правило - $I = 12, 14, 16\hbar$ /. Такому поведению
/эффект бэкбендинга/ соответствует характерная S-об-
разная кривая для зависимости момента инерции ядра
от квадрата частоты вращения.

Имеется целый ряд теоретических моделей, создан-
ных с целью объяснения эффекта бэкбендинга. Однако
физическая сущность явления еще далеко не понята.
Представляется важным дальнейшее накопление экспери-
ментальных данных, в частности, измерение приведенных
вероятностей квадрупольных переходов между состояни-
ми полос в той области углового момента, где имеет
место аномальный рост момента инерции, а также изме-
рение магнитных моментов для тех же состояний. С этой
целью нами была поставлена задача измерения времен
жизни /и, следовательно, величин $B(E2)$ / высокоспи-
новых вращательных уровней изотопа ^{164}Yb , для которого
экспериментально найден /1/ ярко выраженный бэкбендинг-
эффект в области $I \geq 14$. В последнее время стали извест-
ны данные /2/, показавшие, что переходы в зоне бэк-

бендинга $14^+ \rightarrow 12^+$ для ^{158}Er и $12^+ \rightarrow 10^+$ для ^{130}Ce имеют факторы торможения по сравнению с моделью жесткого ротатора - $1,25 \pm 0,30$ и $1,39 \pm 0,35$ соответственно.

Ранее нами были измерены времена жизни нижних уровней ротационной полосы вплоть до спина 8^+ для ^{164}Yb /3/. Настоящие опыты выполнялись с помощью усовершенствованной аппаратуры, обеспечившей, в частности, высокую точность в измерении малых расстояний пролета ядер отдачи вплоть до 5 мкм, что было необходимо для измерения короткоживущих состояний $\tau \sim 1$ нс/ в области высоких спинов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Уровни ^{164}Yb заселялись в реакции $^{128}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)$. Энергия пучка ионов ^{40}Ar циклотрона тяжелых ионов У-300 ЛЯР, после прохождения тормозящих фольг, составляла 190 МэВ. Был применен метод доплеровского смещения гамма-лучей из образованных в реакции ядер отдачи, распадающихся во время пролета заданного расстояния от мишени до металлического стоппера /4/. Мишень из металлического теллура с содержанием ^{128}Te 94-97% имела толщину 1 мг/см^2 . Поступательное перемещение ее по отношению к стопперу осуществлялось при помощи микрометрического винта. Изменение положения мишени регистрировалось высокопрецизионным микрометрическим индикатором, что позволило достигнуть точности измерения относительных расстояний не хуже 1 мкм.

Для определения начала отсчета и для контроля измеряемых расстояний на пучке был применен метод измерения электрической емкости между мишенью и стоппером /5/. Настройка относительной ориентации плоскости стоппера и мишени проводилась при помощи микроскопа. Отклонение от параллельности в зависимости от качества поверхности мишени и стоппера для их рабочей части не превышало 2-5 мкм.

Гамма-лучи из реакции регистрировались под углом 0° по отношению к направлению пучка при помощи $\text{Ge}(\text{Li})$ -

-детектора с объемом 34 см^3 и разрешением 2,4 кэВ. Использовалась схема блокировки, позволявшая записывать одновременно спектр мгновенного гамма-излучения и фоновый спектр в промежутках между импульсами ионного источника циклотрона.

В данной геометрии для каждого перехода в зависимости от времени жизни соответствующего уровня и расстояния между мишенью и стоппером, в общем случае могут наблюдаться два гамма-пика. Пик с энергией перехода E^u и интенсивностью J^u соответствует тем ядрам, которые распались после торможения в неподвижном стоппере. Пик с большей энергией E^s и интенсивностью J^s возникает в результате излучения ядер, распавшихся во время пролета от мишени до стоппера. Изменение относительной интенсивности несмещенного и смещенного пиков в зависимости от расстояния пролета для переходов с уровнями 8^+ , 10^+ , 12^+ , 14^+ , 16^+ и 18^+ показано на рис. 1. Были также измерены спектры при "нулевом" и "бесконечно большом" расстоянии, когда должны наблюдаться либо несмещенный, либо только смещенный пик, что позволило выяснить вопрос о присутствии фоновых гамма-линий в обеих энергетических позициях и получить информацию о форме линии, необходимую при обработке более сложных участков спектра. Для каждого расстояния $\{D_j\}$ определялась доля интенсивности несмещенного пика $Y_i(D_j) = J_i^u / (J_i^u + J_i^s) \cdot 100\%$, $i=18, 16, 14, \dots$ / данного перехода. Средняя скорость ядер отдачи находилась непосредственно из наблюдаемого в спектрах смещения γ -лучей и после поправки на телесный угол детектора составляла $0,0200 \pm 0,0004$ с.

3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

При определении значений времен жизни состояний с высоким спином из экспериментальных отношений $\{Y_i(D_j)\}$, исправленных на ряд факторов /3,4/, необходимо учитывать тот факт, что отдельные уровни заселяются как непосредственно от предыдущего уровня полосы, так и независимо из состояний континуума.

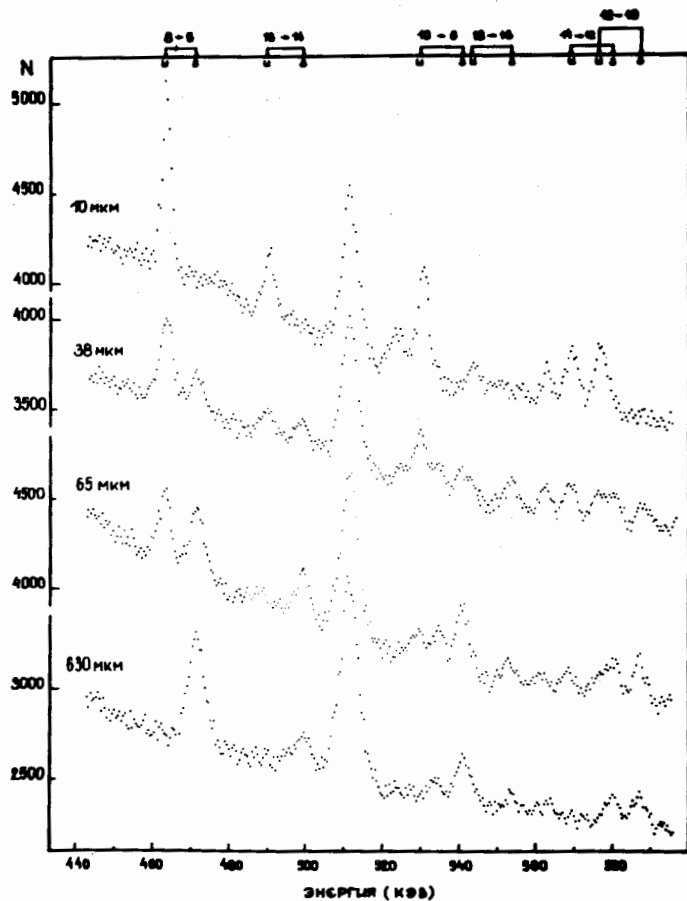


Рис. 1. Гамма-спектры переходов 8-6, 10-8, 12-10, 14-12, 16-14, и 18-16 ^{164}Yb при разных расстояниях между мишенью и стоппером, измеренные детектором с объемом 34 см^3 . Индексом u отмечены несмещенные, s - доплеровски смещенные пики.

В данном опыте вклад независимого заселения, определенный из относительной интенсивности переходов, присутствовал для уровней с $I \geq 8^+$. Временная структура компонент независимого заселения неизвестна и в общем случае ее нельзя экспериментально оценить. В результате анализа гамма-спектров выяснилось, что в отдельные уровни ($18^+, 16^+, \dots, 8^+$), где нет мешающих фоновых линий, не наблюдается вклада заселения с большим временем жизни $> 20 \text{ пкс}$. Верхняя граница интенсивности такого заселения равна 5%.

Обработка экспериментальных данных проводилась далее по модели /6/, описывающей общий случай заселения и распада вращательной полосы, в которой независимое заселение каждого уровня /в том числе и первого наблюдаемого/ аппроксимируется одним экспоненциальным членом. Извлечение нужной информации проводилось путем решения на ЭВМ обратной задачи одновременного нахождения средних времен жизни уровней $\{\tau_i\}$ и времен независимого заселения $\{\phi_i\}$ из экспериментальных отношений $\{Y_i(D_j)\}$ и интенсивностей заселения с использованием регуляризованных итерационных процессов типа Гаусса-Ньютона /8/.

На рис. 2 показаны расчетные кривые распада уровней, соответствующие найденным значениям $\{\tau_i\}$ и $\{\phi_i\}$. Экспериментальные отношения $\{Y_i(D_j)\}$ приведены с погрешностями, имеющими в основном статистический характер.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В таблице суммированы данные об энергиях переходов, средних временах жизни, интенсивностях и временах независимого заселения уровней ^{164}Yb , полученные в настоящей работе. Результаты для времен жизни уровней 2, 4, 6, 8 находятся в хорошем согласии с данными нашей предыдущей работы /3/.

Указанные в таблице ошибки к значениям $\{\tau_i\}$ и $\{\phi_i\}$ получены путем статистической оценки решения /7/, по данным об отношениях $\{Y_i(D_j)\}$ и их погрешностях,

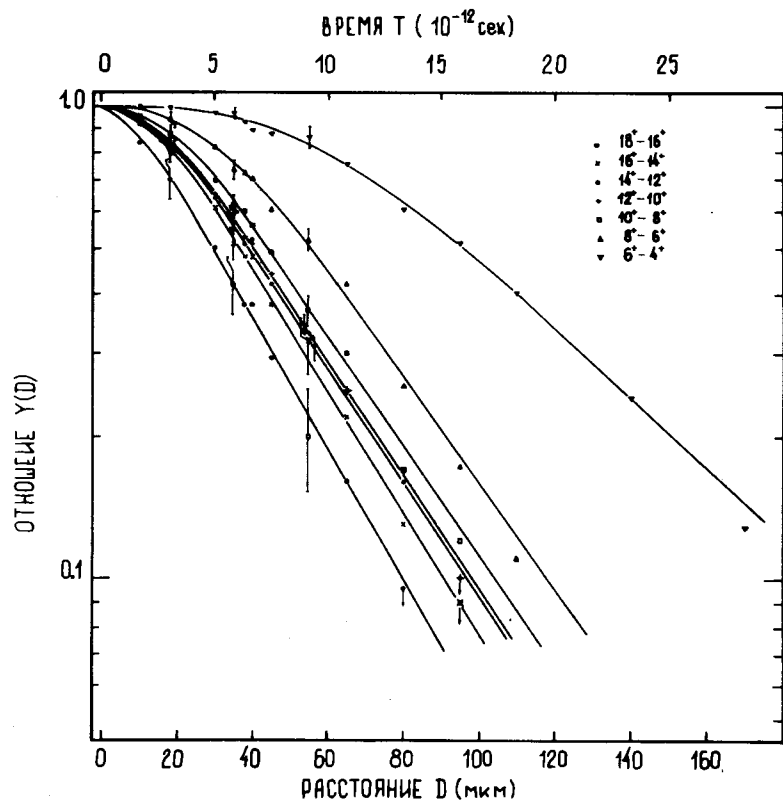


Рис. 2. Кривые распада для переходов 6-4, 8-6, 10-8, 12-10, 14-12, 16-14, 18-16 ^{164}Yb , полученные для данного решения на ЭВМ. Точки - экспериментальные отношения $Y(D)$. Ошибки приведены только для некоторых отношений.

а также исследованием в ряде случаев совместной доверительной области ^{8/} пар сильнокоррелированных параметров τ_i и ϕ_i , относящихся к одному и тому же уровню (i) полосы. Относительно большие погрешности значений времен независимого заселения отражают тот факт, что этим величинам не соответствуют экспериментально наблюдаемые переходы. Параметры $\{\phi_i\}$ находятся из экспериментальных кривых распада уровней, на ход которых они, очевидно, оказывают непосредственное влия-

ние в соответствии с их величиной и интенсивностью независимого заселения, определенными экспериментально. Неточность определения нулевой позиции аппаратуры ± 2 мкм/ сказывается заметно лишь на точности значе- ний времени жизни и времени заселения первого наблюдае- мого уровня $\pm 18\%$. Дополнительная погрешность значе- ний τ_{18} и ϕ_{18} , составляющая $\sim 0,3$ пкс и $\sim 0,7$ пкс соответ- ственно, включена в ошибки этих величин, приведенных в таблице.

Из измеренных времен жизни были определены при- веденные вероятности переходов $V(E2)$, /см. табл./. В последнем столбце таблицы экспериментальные значения времен жизни уровней сравниваются с расчетными данно- ми для жесткого ротатора. Для большинства переходов /за исключением перехода $16^+ \rightarrow 14^+$ и, возможно, $14^+ \rightarrow 12^+$ /, наблюдается хорошее согласие значений $\{\tau_i\}$ с соответствующими значениями ротатора в пределах по- грешностей эксперимента. Сравнительно большее время жизни уровня 16^+ указывает на замедление перехода $16^+ \rightarrow 14^+$ по отношению к вращательному, равное $1,45 \pm 0,29$.

Этот переход находится в области обратного хода кривой момента инерции в зависимости от частоты вращения для ^{164}Yb , поэтому представляет интерес сравнить полу- ченный в настоящей работе результат с литературными данными.

Выше была приведена ссылка /2/ на работы, посвя- щенные измерению величин $V(E2)$ -переходов в зоне бэк- бендинга для изотопов ^{158}Er и ^{130}Ce . Других данных в ли- тературе пока нет. Наши результаты для ^{164}Yb в согла- сии с работами /2/ позволяют сделать экспериментально обоснованный вывод о том, что сильное торможение переходов в зоне бэкбендинга не имеет места. Для пере- ходов, соответствующих области обратного хода момента инерции, фактор замедления не превышает $1,2 - 1,4$. Для других переходов возможное замедление лежит в пределах 10-15%, определяемых экспериментальной точ- ностью. От этих результатов несколько отличаются дан- ные /9/ по временам жизни уровней для изотопов диспро- зия и эрбия, полученные методом анализа формы доплер- овской линии. Для перехода $12^+ \rightarrow 10^+$, находящегося

Таблица

Переход	Энергия (кэВ)	Независимое заселение	φ (10^{-12} с)	σ (10^{-12} с)	α_T	$B(E2, I \rightarrow I-2)$ ($e^2 \times 10^{-48}$ см ²)	$\frac{\sigma_{\text{явл}}}{\sigma_{\text{рот}}}$
2 → 0	123,5	0		1272±50	1,420	0,91B±0,036	1
4 → 2	262,8	0		42,8±1,5	0,110	1,856±0,048	0,961±0,034
6 → 4	375,0	0		7,24±0,25	0,039	1,456±0,050	0,992±0,034
8 → 6	463,0	16±1	6,3±5,3	2,20±0,70	0,021	1,70±0,54	0,90±0,28
10 → 8	530,9	17±1	5,1±4,2	1,19±0,40	0,015	1,60±0,54	0,97±0,38
12 → 10	576,9	14±1	4,8±3,2	0,80±0,30	0,012	1,57±0,57	1,01±0,38
14 → 12	569,7	6±1	2,3±1,1	1,05±0,30	0,012	1,28±0,25	1,25±0,24
16 → 14	490	12±1,5	1,9±0,5	2,53±0,50	0,018	1,11±0,22	1,45±0,29
18 → 16	543	35±3,5	5,3±1,5	1,07±0,50	0,014	1,59±0,75	1,02±0,48

еще в области плавного изменения момента инерции, было найдено замедление, равное $1,39 \pm 0,15$; $1,33 \pm 0,15$ и $1,42 \pm 0,25$ для ^{160}Dy , ^{162}Dy , ^{164}Er соответственно. Отметим, что результаты метода анализа формы линии сильно зависят от недостаточно хорошо известных удельных энергетических потерь ядер отдачи в веществе.

Физические причины аномального поведения момента инерции, называемого бэкбендинг, наиболее естественно можно объяснить пересечением двух вращательных полос: полосы основного состояния и возбужденной полосы с большим моментом инерции. Относительно природы второй возбужденной полосы имеются разные предположения, и для редкоземельной области наиболее вероятными механизмами ее появления считают эффект антиспаривания /10/ и эффект вращательного развязывания /11/ или их комбинацию. Надежных теоретических расчетов вероятностей переходов между состояниями, находящимися в области бэкбендинга, пока нет. Грубая оценка /12/ степени замедления, вызванного эффектом антиспаривания, дает значение для перехода $14^{+} \rightarrow 12^{+}$ ^{158}Er , не превышающее 30% и для соседних ему переходов величину ~10%. По модели /11/ переходы вблизи точки пересечения полос должны быть замедлены не более чем на 10% по отношению к ротационным скоростям. Эти теоретические оценки не противоречат нашим экспериментальным данным. В таблице приведены также времена независимого заселения $\{\phi_i\}$ высокоспиновых уровней ^{164}Yb .

Несмотря на значительные погрешности, можно заметить тенденцию увеличения $\{\phi_i\}$ при переходе к более низколежащим уровням полосы. Порядок величины времен заселения /2-6/ якс не противоречит существующим представлениям /11/ о времени протекания ирраст-каскада, состоящего из ускоренных E2 - переходов.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постоянное внимание и интерес к работе и советы, Э.Наджакову за полезные обсуждения, Л.Александрову - за помощь в математической обработке данных, В.Г.Субботину - за помощь в подготовке элект-

ронной части аппаратуры, а также группе эксплуатации циклотрона У-300 за обеспечение пучка нужных параметров.

Литература

1. R.M.Lieder, W.F.Davidson, P.Jahn, H.-J.Probst and C.Mayer-Böricke, *Phys.Lett.*, 39B, 196 (1972);
P.H.Stelson, G.B.Hegemann, D.C.Hensley, R.L.Robinson, L.L.Riedinger, and R.O.Sayer. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 18, 581 (1973).
2. D.Ward, H.R.Andrews, J.S.Geiger, R.L.Graham, J.F.Sharpey-Schafer, *Phys.Rev.Lett.*, 30, 493 (1973);
D.Ward, H.R.Andrews, G.J.Costa, J.S.Geiger, R.L.Graham and P.Taras. XXIV Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков, 1974.
3. Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Я.Ухрин, Е.Наджаков, Ц.Венкова, Р.Калпакчиева. *ЯФ*, 16, 633 /1972/.
4. K.W.Jones, A.Z.Schwarzschild, E.K.Warburton, D.V.Fossan. *Phys. Rev.*, 178, 1773 (1969).
5. T.K.Alexander and A.Bell. *Nucl. Instr. & Meth.*, 81, 22 (1970).
6. Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова. Сообщение ОИЯИ, P5-8321, Дубна, 1974.
7. Л.Александров. Сообщение ОИЯИ P5-7259, Дубна, 1973.
8. Д.Химмельблау. Анализ процессов статистическими методами, Мир, М., 1973.
9. F.Kearns, G.D.Dracoulis, T.Inamura, J.C.Lisle and J.C.Willmott, *J.Phys.*, A7, 211 (1974).
10. B.R.Mottelson and J.G.Vaiatin. *Phys.Rev.Lett.*, 5, 511 (1960).
11. F.S.Stephens and R.S.Simon. *Nucl.Phys.*, A183, 257 (1972).
12. R.A.Sorensen. *Rev.Mod.Phys.*, 45, 353 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 января 1975 года.