

## АЛЬФА-РАСПАД ПЕРВОГО ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ ЯДРА Th-229

А.М.Дыхне<sup>+</sup>, Н.В.Еремин<sup>o</sup>, Е.В.Ткаля<sup>\*1)</sup>

<sup>+</sup>Институт инновационных и термоядерных исследований  
142092 Троицк, Московская обл., Россия

<sup>o</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В.Ломоносова  
119899 Москва, Россия

\*Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН  
113191 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 1996 г.

Рассмотрен процесс  $\alpha$ -распада аномально низко лежащего изомерного уровня  $3/2^+(3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  ядра  $^{229}\text{Th}$ . Предсказано время жизни изомера относительно  $\alpha$ -распада, и рассчитан спектр излучаемых  $\alpha$ -частиц. Отмечена возможность наблюдения полного  $\alpha$ -спектра изомера и ускоренного  $\alpha$ -распада  $^{229}\text{Th}$  при возбуждении ядер лазерным излучением.

PACS: 23.60.+e, 23.20.Lv.

Согласно ряду косвенных экспериментальных данных [1–3], первое возбужденное состояние в ядре  $^{229}\text{Th}$  имеет аномально малую по ядерным масштабам энергию  $3.5 \pm 1.0 \text{ эВ}$  [2]. В настоящее время считается [1,2], что данный уровень является основанием ротационной полосы  $K^\pi[Nn_z\Lambda] = 3/2^+$  [631], где  $K[Nn_z\Lambda]$  — асимптотические квантовые числа модели Нильссона [4].

Вместе с тем, прямого доказательства существования указанного уровня и правильности приписываемых ему квантовых чисел нет, так как отсутствуют какие-либо экспериментальные данные о наблюдении распада самого состояния  $3/2^+(3.5 \text{ эВ})$ .

Свойства изомерного перехода с уровня  $3/2^+(3.5 \text{ эВ})$  в общих чертах уже изучены теоретически. В научной литературе рассматривались: электронный мостик, процесс третьего порядка, наиболее вероятный в нейтральном атоме Th [5]; прямое ядерное излучение в оптическом диапазоне, преобладающее в ионах Th [5,6]; внутренняя электронная конверсия, разрешенная с ряда возбужденных состояний внешних электронных оболочек атома Th [5].

В настоящей работе исследованы общие закономерности еще одного возможного канала распада первого возбужденного уровня тория-229, а именно,  $\alpha$ -распада. На основе имеющихся в научной литературе данных для ядер с  $A \geq 221$  выполнены оценки спектра излучаемых  $\alpha$ -частиц и постоянной  $\alpha$ -распада низколежащего изомера  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \text{ эВ})$ . Рассмотрим подробнее этот процесс.

Основное состояние ядра  $^{229}\text{Th}$  (обозначим его  $|g\tau\rangle$ ) является основанием ротационной полосы  $5/2^+$  [633] [7] и распадается с периодом  $T_{1/2}^{gr}(\alpha) = 7880$  лет преимущественно на уровне аналогичной полосы в дочернем ядре  $^{225}\text{Ra}$  [8]. Наблюдаемый при этом  $\alpha$ -спектр представлен на рис.1а.

Анализ спектра возбужденных состояний ядра  $^{225}\text{Ra}$ , приведенных на рис. 2, позволяет сделать вывод, что низколежащий изомерный уровень тория-229

<sup>1)</sup>e-mail: tkalya@ibrae.msk.su

имеет существенно меньшее время жизни относительно  $\alpha$ -распада  $T_{1/2}^{is}(\alpha)$ , по сравнению с основным состоянием. Действительно, в дочернем ядре  $^{225}\text{Ra}$  уровень  $3/2^+ 3/2[631](149.96 \text{ кэВ})$ , обладающий теми же квантовыми числами, что и изомерное ( $|is\rangle$ ) состояние  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \text{ эВ})$ , лежит на 86.3 кэВ ниже уровня  $5/2^+ 5/2[633](236.25 \text{ кэВ})$ , на который преимущественно идет переход при распаде основного состояния  $^{229}\text{Th}$ . Альфа-частицы больших энергий легче преодолевают кулоновский барьер ядра. Переход  $|is\rangle \rightarrow 3/2^+ 3/2[631](149.96 \text{ кэВ})$  является облегченным, как и переход  $|gr\rangle \rightarrow 5/2^+ 5/2[633](236.25 \text{ кэВ})$ . Факторы запрета  $HF$  для облегченных  $\alpha$ -переходов обычно лежат в диапазоне от 1 до 4 [9]. Систематизация данных по приведенным ширинам  $\alpha$ -распада нечетных изотопов Rn, Ra, Th, Pu, U и Cm показывает [10], что для переходов в состояния с теми же квантовыми числами, что и основные состояния распадающихся ядер, приведенные  $\alpha$ -ширины практически одинаковы как для изотопов U и Cm, где не происходит изменения деформации, так и для изотопов Th и Ra, при  $\alpha$ -распаде которых параметр деформации несколько уменьшается. Среди ядер с  $A \geq 221$ , у которых основное состояние обладает квантовыми числами  $3/2^+ 3/2[631]$  (см. [11]),  $\alpha$ -распад претерпевают четыре –  $^{225}\text{Th}$ ,  $^{229}\text{U}$ ,  $^{223}\text{Ra}$  и  $^{227}\text{U}$ . Для первых двух известны факторы запрета облегченных  $\alpha$ -переходов:  $HF = 2.2$  для  $^{225}\text{Th}$  [8] и  $HF = 1.7$  для  $^{229}\text{U}$  [7]. Учитывая вышесказанное, в качестве наиболее вероятного значения фактора  $HF$  для  $\alpha$ -перехода  $|is\rangle \rightarrow 3/2^+ 3/2[631](149.96 \text{ кэВ})$  возьмем  $HF \approx 2$ .

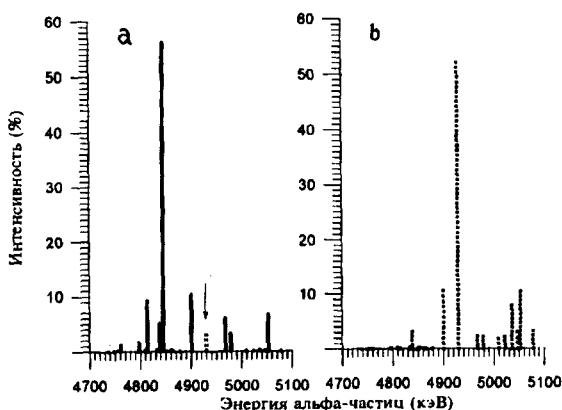


Рис. 1. Альфа-спектры распада ядра  $^{229}\text{Th}$ : а) – из основного состояния, б) – с низколежащим изомерным уровнем. Пунктиром на рис. а показано изменение  $\alpha$ -спектра при наличии 2%-ной примеси изомерных ядер

Расчет по схеме [12] показал, что собственно парциальная вероятность прохождения  $\alpha$ -частицей с энергией  $E_\alpha = 4930 \text{ кэВ}$  и орбитальным моментом  $L = 0$  через потенциальный барьер в переходе  $|is\rangle \rightarrow 3/2^+ 3/2[631](149.96 \text{ кэВ})$  примерно, в 3.7 раз больше, чем для перехода  $|gr\rangle \rightarrow 5/2^+ 5/2[633](236.25 \text{ кэВ})$ .

Для других переходов с изомерного состояния в полосу  $3/2^+[631]$  примерные значения факторов замедления также можно извлечь из данных по  $\alpha$ -распадам  $^{225}\text{Th}$  и  $^{229}\text{U}$ . При этом ошибка в расчете  $T_{1/2}^{is}(\alpha)$  будет относительно невелика, так как все уровни рассматриваемой полосы в ядре  $^{225}\text{Ra}$  лежат выше головного, и заселяются с меньшей вероятностью из-за большей величины потенциального барьера.

## Ra-225

9/2+ 321.76 4.761

		<u>7/2+</u> 267.92 4.814
<u>7/2+</u> 243.58	<u>4.838</u>	
<u>11/2+</u> 226.9	<u>4.852</u>	<u>5/2+</u> 236.25 4.8453
		<u>5/2+[633]</u>
		<u>9/2-</u> 203.5 4.878
<u>5/2+</u> 179.75	<u>4.801</u>	
<u>3/2+</u> 149.96	<u>4.830</u>	
<u>3/2+[631]</u>		
<u>7/2+</u> 111.6	<u>4.8675</u>	<u>7/2-</u> 69.36 5.009
<u>9/2+</u> 109.5	<u>4.9785</u>	<u>1/2-</u> 55.16 5.023
<u>3/2+</u> 42.77	<u>6.038</u>	<u>3/2-</u> 31.58 5.047
<u>5/2+</u> 25.41	<u>5.053</u>	<u>1/2-[501]</u>
<u>1/2+</u> 0.0	<u>5.078</u>	
<u>1/2+[631]</u>		

Рис.2. Уровни ядра  $^{225}\text{Ra}$ , заселяемые при  $\alpha$ -распаде  $^{229m}\text{Th}$ . Над каждой линией указаны спин, четность и энергия уровня в кэВ, справа — энергия  $\alpha$ -частиц в МэВ

Рассмотрим теперь заселение полосы  $1/2^+[631]$  в дочернем ядре  $^{225}\text{Ra}$ . При распаде изомера  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \text{ эВ})$  в состояния указанной полосы происходит переворот спина. Факторы запрета в таких случаях обычно превышают значение 600 [9]. Однако, в ядре  $^{225}\text{Ra}$  и ряде других перечисленных выше изотопов полосы  $3/2^+[631]$  и  $1/2^+[631]$  связаны кориолисовым взаимодействием. Из-за этого, в частности, факторы запрета при  $\alpha$ -распаде основных состояний  $1/2^+1/2[631](0.0)$  ядер  $^{239}\text{Pu}$  [13] и  $^{241}\text{Cm}$  [14] в состояния  $3/2^+3/2[631]$  дочерних ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{237}\text{Pu}$  имеют  $HF = 415$  и 140, соответственно. На основе этих данных и с учетом статистических весов уровней можно оценить интересующую нас величину фактора запрета в переходе  $|is\rangle \rightarrow 1/2^+1/2[631](0.0)$  как  $HF \approx 300 \div 800$ . Что касается уровней  $3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$  полосы  $1/2^+[631]$ , то никаких экспериментальных данных о величинах  $HF$  нет. Следует лишь отметить, что переходы в состояния с большим спином конечного состояния при  $\alpha$ -распаде  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Cm}$  идут с существенно меньшими, в  $5 \div 10$  раз факторами запрета [13,14].

Полоса  $5/2^+[633]$  в дочернем ядре  $^{225}\text{Ra}$  при  $\alpha$ -распаде  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \text{ эВ})$  заселяется крайне слабо. Во-первых, уровни этой полосы, как видно из рис. 2, лежат существенно выше, чем рассмотренные уже уровни полос  $3/2^+[631]$  и  $1/2^+[631]$ . Соответственно, энергии  $\alpha$ -частиц и проницаемости барьера в таких переходах будут меньше. Во-вторых, фактор запрета для перехода в головной уровень  $5/2^+(236.25 \text{ кэВ})$  полосы  $5/2^+[633]$ , восстановленный по известному значению  $HF$  перехода  $|gs\rangle \rightarrow 3/2^+3/2[631](149.96 \text{ кэВ})$ , равен примерно 1300. Поэтому при  $\alpha$ -распаде изомера вероятность излучения  $\alpha$ -частицы с  $E_\alpha = 4845.3 \text{ кэВ}$  (переход в состояние  $5/2^+(236.25 \text{ кэВ})$ ) не превышает сотых долей процента. Так как нами проводился лишь качественный анализ  $\alpha$ -спектра, то все линии с интенсивностью менее процента в расчет не принимались. По этой причине не рассматривались переходы и в остальные уровни полосы  $5/2^+[633]$  ядра  $^{225}\text{Ra}$ , лежащие выше головного.

Заселение уровней полосы  $1/2^-$ [501] предсказать сложно. Экспериментальных данных об  $\alpha$ -переходах в ядрах между ротационными полосами  $3/2^+$ [631] и  $1/2^-$ [501] нет. Происходят эти переходы не только с изменением четности, но и с изменением ориентации спина неспаренного нейтрона. Оценкой снизу на факторы запрета будут, видимо, величины  $HF$  переходов с изменением четности, но без изменения ориентации спина. Согласно проведенным вычислениям, в широком интервале значений  $HF = 200 \div 600$  для  $\alpha$ -переходов с энергиями  $E_\alpha = 5023, 5047$  и  $5009$  кэВ в показанные на рис. 2 состояния полосы  $1/2^-$ [501] относительное изменение периода  $T_{1/2}^{is}(\alpha)$  и интенсивностей остальных  $\alpha$ -линий не будет превышать 5%.

Численный расчет постоянной  $\alpha$ -распада  $\lambda_{is}^\alpha$ , изомера  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5$  эВ) с факторами запрета, варьируемыми в установленных в [9] пределах, дает следующий диапазон значений:  $2 \leq \lambda_{is}^\alpha / \lambda_{gr}^\alpha \leq 4$ , где  $\lambda_{gr}^\alpha$  — постоянная  $\alpha$ -распада основного состояния  $^{229}\text{Th}$ . Спектр  $\alpha$ -излучения изомерного уровня показан на рис.1б. Представленные результаты носят качественный характер и при уточнении соответствующих параметров могут измениться. В целом, однако, хорошо видное на рис. 1 различие  $\alpha$ -спектров основного и изомерного состояний сохранится. Останется справедливым, соответственно, и вывод о меньшем периоде  $\alpha$ -распада  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5$  эВ). На первый взгляд, это противоречит существующей сейчас большой величине неопределенности в значениях факторов запрета целого ряда  $\alpha$ -переходов с изомерного уровня. Однако величина  $\lambda_{is}^\alpha$ , определяется, в основном, вероятностью облегченных переходов, факторы запрета для которых хотя и неизвестны, но поддаются оценке по соседним ядрам. Интенсивность облегченного  $\alpha$ -перехода в состояние  $3/2^+ 3/2^+[631](149.96$  кэВ) равна, примерно, суммарной интенсивности всех остальных  $\alpha$ -линий. В результате, даже небольшие (на уровне  $1 \div 2\%$ ) примеси изомерных ядер  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5$  эВ) можно будет определять, наблюдая в  $\alpha$ -спектре за линией с энергией 4930 кэВ.

Все это открывает новые возможности для диагностики. Согласно данным работы [15], изомерное состояние должно заселяться при  $\alpha$ -распаде  $^{233}\text{U}$  с вероятностью около 2%. Спектр распада  $^{229}\text{Th}$  с 2%-ной примесью изомерных ядер будет отличаться от табличного  $\alpha$ -спектра распада  $^{229}\text{Th}$  только одним — значительно большей амплитудой  $\alpha$ -линии  $E_\alpha = 4930$  кэВ (ожидаемый рост показан пунктиром на рис.1а). Амплитуды других линий останутся практически неизменными. Поэтому обнаружение в спектре рис. 1а заметного числа  $\alpha$ -частиц с энергией 4930 кэВ может служить признаком наличия в мишени изомерных ядер.

Особый случай — возбуждение большого числа ядер  $^{229}\text{Th}$  из основного состояния на изомерный уровень лазерным излучением или поверхностными плазмонами в процессах обратного электронного мостика (ОЭМ) или возбуждение ядер в атомных переходах (так называемый процесс NEET) [6,16,17]. При соответствующих условиях (см. [16,17]) здесь можно добиться возбуждения практически всех ядер мишени. В результате, будет несложно измерить полный  $\alpha$ -спектр распада  $^{229}\text{Th}(3/2^+, 3.5$  эВ). Это представляет большой интерес как для изучения свойств вращательных полос в ядрах с  $A \geq 221$ , так и для  $\alpha$ -спектроскопии в целом.

Еще одним важным следствием высокоэффективного возбуждения ядер в процессах ОЭМ или NEET будет ускоренный примерно в 3 раза  $\alpha$ -распад ядер тория-229. Это одна из редких возможностей воздействовать в такой степени

на  $\alpha$ -распад ядра лазерным излучением посредством процессов в атомной оболочке.

Авторы благодарят М.А. Листенгартина за полезные консультации и постоянный интерес к работе.

Настоящая работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-16200а), Совместным фондом ИНТАС-РФФИ (грант 00828.i96) и грантом Государственной научно-технической программы "Физика квантовых и волновых процессов".

- 
1. C.W.Reich and R.G.Helmer, Phys. Rev. Lett. **64**, 271 (1990).
  2. R.G.Helmer and C.W.Reich, Phys. Rev. **C49**, 1845 (1994).
  3. D.G.Burke, P.E.Garrett, T.Qu, and R.A.Naumann, Phys. Rev. **C42**, 499 (1990).
  4. S.J.Nilsson, Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Matt.-Fys. Medd. **29**, 1 (1955).
  5. В.Ф.Стрижков, Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **99**, 697 (1991).
  6. Е.В.Ткаля, ЯФ **55**, 2881 (1992).
  7. Y.A.Akovali, Nucl. Data Sheet. **58**, 555 (1989).
  8. Y.A.Akovali, Nucl. Data Sheet. **60**, 617 (1990).
  9. J.O.Rasmussen, *Alpha-Decay*, In *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, v.2. Ed. K.Siegbahn, North-Holland, Amsterdam, 1965.
  10. Ю.П.Гангский, ЭЧАЯ **9**, 383 (1978).
  11. A.K.Jain, R.K.Sheline, P.C.Sood, and K.Jain, Rev. Mod. Phys. **62**, 393 (1990).
  12. M.A.Preston, Phys. Rev. **71**, 865 (1947).
  13. M.R.Schnorak, Nucl. Data Sheet. **66**, 839 (1992).
  14. Y.-A.Ellis-Akovali, Nucl. Data Sheet. **44**, 407 (1985).
  15. Ч.В.Рич, Изв. АН СССР, сер. физ. **55**, 878 (1991).
  16. Е.В.Ткаля, В.О.Варламов, В.В.Ломоносов, and S.A.Nikulin, Phys. Scr. **53**, 296 (1996).
  17. В.О.Варламов, А.М.Дыхне, В.В.Ломоносов и др., ДАН **346**, 465 (1996).