

С 341.1

К-90

908613

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

На правах рукописи

В.М.Кулаков

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР  
ПРОТАКТИНИЯ, НЕПТУНИЯ, АМЕРИЦИЯ И ПЛУТОНИЯ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -  
Доктор физико-математических наук  
профессор С.А.Баранов

Д у б н а  
1965

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

На правах рукописи  
В.М.Кулаков

С 341.8  
К-90

26.5.8.89.  
ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР  
ПРОТАКТИНИЯ, НЕПТУНИЯ, АМЕРИЦИЯ И ПЛУТОНИЯ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -  
Доктор физико-математических наук  
профессор С.А.Баранов

Д у б н а  
1965

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Работа выполнена в Институте атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

В развитие современных представлений о строении ядра и квантовых характеристиках нижних уровней большой вклад вносят исследования тонкой структуры  $\alpha$ -излучения тяжелых ядер. Это связано, прежде всего, с тем, что анализ  $\alpha$ -спектров дает непосредственную информацию о положении возбужденных состояний, позволяя однозначно устанавливать схемы уровней дочерних ядер (в интервале  $\sim 1$  мэв вблизи основного состояния). Кроме того, теоретические представления, развитые на основе обобщенной модели, объясняют наблюдаемые значения относительных интенсивностей некоторых групп тонкой структуры  $\alpha$ -излучения (как "благоприятных" переходов, так и ряда переходов, не относящихся к "благоприятным"), что в свою очередь играет важную роль в интерпретации вращательных полос в нечетных деформированных ядрах и в определении параметров деформации (квадрупольной,  $2^4$ -польной и т.д.) для тех ядер, у которых измерение этих величин другими методами невозможно в настоящее время из-за экспериментальных трудностей. Вместе с тем опытные данные об интенсивностях неблагоприятных переходов могут быть использованы для детальной проверки нильсоновских волновых функций неспаренных нуклонов.

#### § 1. Методика эксперимента

Исследование тонкой структуры  $\alpha$ -излучения ряда изотопов проводилось на большом магнитном  $\alpha$ -спектрографе [1-3]

лаборатории ядерной спектроскопии ИАЗ им. И. В. Курчатова. Указанный  $\alpha$ -спектрограф является в настоящее время лучшим среди приборов подобного типа. По светосиле (произведение площади источника на телесный угол) он значительно превосходит все существующие магнитные спектрографы, в то время как полученное в зазоре магнита распределение поля, с высокой степенью точности совпадающее с заданным, обеспечивает возможность достижения весьма высокой разрешающей способности:  $\Delta E/E \sim 6 \cdot 10^{-4}$  при телесном угле  $T \sim 5 \cdot 10^{-4}$  от  $4\pi$  и  $\Delta E/E \sim 1 \cdot 10^{-3}$  при  $T \sim 8 \cdot 10^{-4}$  от  $4\pi$ . Энергетический диапазон одновременно регистрируемых  $\alpha$ -частиц составляет  $\sim 10\%$ , причем уширение спектральных линий на краях фокальной поверхности по сравнению с линией вблизи центральной орбиты не превышает 25-30%. Дисперсия прибора для  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha \sim 4500$  кэв ( $U^{235}$ ) равна  $\sim 1$  кэв/мм. Точность в определении энергий отдельных  $\alpha$ -групп, расположенных вблизи реперных линий, не хуже  $\sim 1$  кэв. В то же время для  $\alpha$ -групп, достаточно удаленных от линий, выбранных в качестве энергетического стандарта, погрешность в определении энергий несколько возрастает (до 2-4 кэв), что связано в основном с необходимостью энергетического "сшивания" различных участков  $\alpha$ -спектра. Регистрация  $\alpha$ -частиц в спектрографе осуществляется фотопластинками с ядерной эмульсией (тип А2, толщина эмульсионного слоя  $\sim 50 \mu$ ). Обсчет пластинок проводится под микроскопом типа МБИ-2 через 0,5 мм.

В ходе выполнения настоящей работы было предпринято усовершенствование методики, позволившее существенно (более, чем в 100 раз) снизить фон рассеянных в камере спектрографа  $\alpha$ -частиц и довести его до величины  $(4 \cdot 5) \cdot 10^{-7}$   $\alpha/10$  кэв. При этом значении фона оказалось возможным регистрировать  $\alpha$ -группы с относительной интенсивностью, соответствующей парциальному периоду  $T_{1/2 \text{ парц.}} = 2 \cdot 10^{10}$  лет, для изотопов с периодом полураспада  $T_{1/2} \geq 5000$  лет. Применение в качестве подложек источников тонких оксидных пленок ( $Al_2O_3$ , толщиной  $\sim 0,05 \mu$ ) позволило снизить вероятность появления "ложных" групп  $\alpha$ -частиц, обязанных диффузии радиоактивного вещества в материал подложки.

Кроме этого, было продолжено исследование ионно-оптических свойств спектрографа. В результате были выбраны оптимальные условия, при которых удалось достичь разрешающей способности  $\Delta E/E \sim 2 \cdot 10^{-4}$  при относительно больших значениях телесного угла ( $T \sim 10^{-4}$  от  $4\pi$ ) и эффективной площади источника ( $S_{\text{эфф}} \sim 0,2 \text{ см}^2$ ). Указанное выше значение  $\Delta E/E$  отвечает наилучшей достигнутой до сих пор разрешающей способности.

Все источники для  $\alpha$ -спектроскопических исследований готовились методом возгонки вещества под вакуумом при высокой температуре. Для этой цели применялась специально сконструированная испарительная установка, коэффициент полезного действия которой при условии наилучшей геометрии достигал  $\sim 30\%$ . Максимальные эффективные размеры источников составляли в наших опытах  $\sim 3 \times 100 \text{ мм}^2$ .

## § 2. Физические исследования

Основным содержанием физических исследований явилось изучение тонкой структуры  $\alpha$ -распада изотопов  $Pa^{231}$ ,  $Np^{237}$ ,  $Pu^{239}$ ,  $Am^{241}$  и  $Am^{243}$ . В результате в спектрах излучения этих изотопов удалось обнаружить в общей сложности 96 групп  $\alpha$ -частиц, причем существование пятидесяти  $\alpha$ -групп установлено впервые. Для известных ранее  $\alpha$ -групп уточнены значения энергий и относительных интенсивностей. Полученные экспериментальные данные позволили не только существенно дополнить схемы энергетических уровней дочерних ядер (всего в дочерних ядрах обнаружено впервые 42 возбужденных состояния), но и провести интерпретацию большинства уровней на основе обобщенной модели. При интерпретации возбужденных состояний принимались также во внимание известные сведения о  $\gamma$ -переходах между уровнями.

В пяти изученных ядрах установлено существование, по крайней мере, двадцати ротационных полос; десять из них идентифицированы впервые. При этом показано, что предполагаемые значения квантовых характеристик уровней достаточно хорошо согласуются с современными представлениями о закономерностях  $\alpha$ -распада тяжелых деформированных ядер.

а)  $Pa^{231} \alpha \rightarrow Ac^{227}$

В таблице I суммированы экспериментальные данные по тонкой структуре  $\alpha$ -излучения  $Pa^{231}$ . Приводятся значения энергий (кэВ) и относительных интенсивностей (%) отдельных групп  $\alpha$ -частиц, даются вычисленные значения коэффициентов запрета и энергии уровней дочернего ядра. В качестве энергетического эталона использована  $\alpha$ -группа ( $E_\alpha = 4938,0$  кэВ), энергия которой известна из измерений на спектрографе с постоянным магнитным полем.

Тонкая структура  $\alpha$ -излучения  $Pa^{231}$  x) Таблица I

$\alpha$ -группы	Энергия $\alpha$ -частиц, кэВ	Интенсивность, %	Коэфф. запрета	Энергия уровня, кэВ	$\alpha$ -группы	Энергия $\alpha$ -частиц, кэВ	Интенсивность, %	Коэфф. запрета	Энергия уровня, кэВ
$\alpha_0$	5045	11,0	200	0	$\alpha_7$	4839	1,4	75	210
$\alpha_x$	5018	~2,5	650	27,4	$\alpha_8$	4782	$4 \cdot 10^{-2}$	1000	268
$\alpha_1$	5016	~20	70	29,4	$\alpha_9$	4724	8,4	2	327
$\alpha_2$ ?	~5011	-	-	~34?	$\alpha_{10}$	4700	1	12	352
$\alpha_2$	4999	25,4	45	46	$\alpha_{11}$	4668	1,5	5	384
$\alpha_3$	4972	1,4	500	73	$\alpha_{12}$	4630	~0,1	40	422
$\alpha_4$	4962	0,4	1600	84	$\alpha_{13}$	4619	~0,1	30	434
$\alpha_5$	4938	22,8	20	107	$\alpha_{14}$	4586	$1,5 \cdot 10^{-2}$	120	467
$\alpha_6$	4921	3,0	120	127	$\alpha_{15}$	4553	$8 \cdot 10^{-3}$	120	501
$\alpha_y$	4887	$2 \cdot 10^{-3}$	~ $10^5$	~160	$\alpha_{16}$	4495	$3 \cdot 10^{-3}$	140	560

x) группы  $\alpha_4, \alpha_8, \alpha_{12}-\alpha_{16}, \alpha_x, \alpha_y$  обнаружены впервые

В схеме энергетических уровней  $Ac^{227}$  наиболее четко можно выделить вращательную полосу  $1/2 - [530]$ ,  $\alpha$  - распад на которую относится к типу благоприятных. Членами этой полосы являются уровни с энергиями возбуждения: 326, 352, 385 и 434 кэВ. Экспериментально найденные отношения приведенных интенсивностей  $\alpha$ -переходов на перечисленные уровни согласуются с оценкой по формуле Бора-Фремана-Моттельсона [4] для отношения интенсивностей благоприятного перехода на уровни с последовательностью спинов  $3/2, 1/2, 7/2, 5/2$  ("обращенные дублеты"). Экспериментальные отношения приведенных интенсивностей составляют 100:17, 1:44, 8:6,8, а теоретические 100:17, 2:44, 4:7,4. Принятые для расчетов значения коэффициентов  $C_L$  ( $C_2 = 1,0$  и  $C_4 = 0,1$ ) получены путем оценок по соседним четно-четным ядрам ( $Th^{230}, Th^{232}, U^{230}, U^{232}$ ). Не исключено, что следующим членом этой же полосы является уровень с энергией  $E_{ур} = 501$  кэВ ( $I = 11/2$ ).

Наиболее вероятной нильсоновской орбитой, которую следует приписать основному состоянию  $Ac^{227}$ , является орбита  $3/2 + [651]$ . К вращательной полосе основного состояния мы отнесли также уровни 34 кэВ ( $I = 5/2$ ) и 84 кэВ ( $7/2$ ). Следует заметить, что нам не удалось четко выделить  $\alpha$ -переход на уровень 34 кэВ, и мы ограничились лишь указанием на возможное существование соответствующей  $\alpha$ -группы ( $\alpha_z?$ ). Однако необходимость сохранения баланса интенсивностей, а также наличие сильного  $\gamma$ -перехода с  $E_\gamma = 34$  кэВ потребовали введения возбужденного состояния с такой энергией в предлагаемую схему уровней.

Еще одну вращательную полосу с характеристиками  $3/2 - [532]$  образуют, по-видимому, уровни с энергиями 27,4 и 73 кэВ.

Среди уровней положительной четности 29,4; 46 и 107 кэВ не наблюдается никакой ротационной структуры. Скорее всего, это связано с взаимодействием полос, которое не только нарушает правило интервалов, но и искажает распределение интенсивностей  $\alpha$ -переходов, населяющих уровни одной и той же полосы.

б)  $Np^{237} \xrightarrow{\alpha} Pa^{233}$

Низкая удельная активность  $Np^{237}$  налагает чрезвычайно жесткие требования на чистоту приготовленных источников. В связи с этим было уделено большое внимание тщательной химической очистке препарата от посторонних радиоактивных примесей. Кроме того, раствор, из которого готовились источники, был проконтролирован с помощью  $\alpha$ -спектрометрической аппаратуры на возможное содержание других  $\alpha$ -активных изотопов. Нам не удалось обнаружить в препарате нептуния каких-либо примесей, активность которых превышала бы 0,1% от полной активности  $Np^{237}$ .

В наших опытах эффективная площадь источника составляла  $1,3 \text{ см}^2$  при плотности активного слоя  $\sim 5 \text{ мкг/см}^2$ . Минимальная аппаратурная полуширина линии была равна 4,4 кэв. В качестве энергетического стандарта использовалась наиболее интенсивная  $\alpha$ -группа  $Np^{237}$  с энергией  $E_{\alpha} = 4787,0$  кэв. Экспериментальные данные по тонкой структуре  $\alpha$ -излучения  $Np^{237}$  представлены в таблице 2.

Как видно из таблицы, разница энергий некоторых  $\alpha$ -групп не превышает 3-5 кэв. Поэтому заключение об их существовании делалось лишь на основе анализа формы и полуширины спектральных линий. Очевидно, что точность определения энергий подобных групп  $\alpha$ -частиц не высока и составляет лишь 3-4 кэв. С небольшой точностью ( $\sim 20\pm 25\%$ ) определены также и относительные интенсивности этих  $\alpha$ -групп. Исключения составляют группы  $\alpha_6$  и  $\alpha_7$ , для которых оказалось возможным провести достаточно строгое графическое разложение.

В схеме энергетических уровней  $Pa^{233}$  можно выделить три вращательные полосы с квантовыми характеристиками  $1/2^-$  [530],  $5/2^+$  [642] и  $3/2^+$  [651].

Во вращательной полосе  $1/2^-$  [530], связанной с основным состоянием ядра  $Pa^{233}$ , осуществляется инверсия уровней, приводящая к появлению "обращенных дублетов" с последовательностью спинов  $3/2, 1/2, 7/2, 5/2$  и т.д. Членами этой полосы являются уровни с энергиями: 0,3-4,57,71 кэв и, возможно; 168 ( $I = 11/2$ ) и 182(9/2) кэв.

Таблица 2

Тонкая структура  $\alpha$ -излучения  $Np^{237}$  x)

$\alpha$ -группа	Энергия $\alpha$ -частиц, кэв	Интенсивность, %	К-эфф. запре-та	Энергия уровня, кэв	$\alpha$ -группа	Энергия $\alpha$ -частиц, кэв	Интенсивность, %	К-эфф. запре-та	Энергия уровня, кэв
$\alpha_0$	4872	0,4	2000	0	$\alpha_{10}$	4693	0,3	250	182
$\alpha_1$	4869	0,9	1000	-3+4	$\alpha_{11}$	4663	1,6	20	213
$\alpha_2$	4862	0,2	3500	~II	$\alpha_{12}$	4658	0,6	55	217
$\alpha_3$	4816	1,5	300	57	$\alpha_{13}$	4638	4,6	5	238
$\alpha_4$	4802	1,6	200	71	$\alpha_{14}$	4598	0,06	200	279
$\alpha_5$	4787	51,4	5	86	$\alpha_{15}$	4594	0,08	150	283
$\alpha_6$	4770	19,4	10	104	$\alpha_{16}$	4580	0,02	350	297
$\alpha_7$	4765	16,8	10	109	$\alpha_{17}$	4573	0,05	150	305
$\alpha_8$	4740	0,02	6500	~I34	$\alpha_{18}$	4514	0,01	100	~365
$\alpha_9$	4707	0,45	200	168	$\alpha_{19}$	~4385	~0,02	~30	~495

x) группы  $\alpha_2, \alpha_8, \alpha_{12}, \alpha_{14} - \alpha_{17}$  обнаружены впервые.

Особенностью вращательной полосы  $5/2^+$  [642], основанной на уровне 87 кэв, является нарушение нормального расположения уровней. Действительно, исходя из благоприятного характера переходов, вторым членом этой полосы со спином  $I = 7/2$  следует считать уровень с энергией 104 кэв, а третьим членом ( $I = 9/2$ ) уровень 109 кэв. Согласно расчетам Стефанса [5], отмеченное искажение указанной полосы связано с наличием сильного кориолисового взаимодействия между этой полосой и полосой  $3/2^+$  [651]. При этом у полосы  $5/2^+$  [642] может осуществляться предложенный выше порядок уровней. Что касается полосы  $3/2^+$  [651], то в ней взаимодействие может вызвать даже инверсию вращательных уровней со спинами  $7/2$  и  $9/2$ .



К полосе  $3/2+$  [65I] мы отнесли уровни с энергиями возбуждения 213 ( $I = 3/2$ ), 328 ( $5/2$ ), 297 ( $9/2$ ) и 305 ( $7/2$ ) кэВ.

в)  $Pu^{239} \alpha - U^{235}$

Изучение тонкой структуры  $\alpha$ -распада  $Pu^{239}$  было выполнено с образцами, имевшими разные концентрации изотопов  $Pu^{239}$  и  $Pu^{240}$ . Неодинаковое происхождение образцов, а также тщательная химическая очистка их от солей и особенно от радиоактивных примесей достаточно надежно гарантировали правильность полученных нами результатов.

Таблица 3

Тонкая структура  $\alpha$ -излучения  $Pu^{239}$  x)

$\alpha$ -группа	Энергия $\alpha$ -частиц, кэВ	Интенсивность, %	Коефф. запрета	Энергия уровня, кэВ	$\alpha$ -группа	Энергия $\alpha$ -частиц, кэВ	Интенсивность, %	Коефф. запрета	Энергия уровня, кэВ
$\alpha_0'$	5155,7	-	-	0	$\alpha_{10}$	4961	$3 \cdot 10^{-3}$	4500	198
$\alpha_0$		73,3	3	<0,08	$\alpha_{11}$	4955	$5 \cdot 10^{-4}$	24000	204
$\alpha_1$	5143	15,1	12	12,7	$\alpha_{12}$	4935	$3 \cdot 10^{-3}$	2800	224
$\alpha_2$	5105	11,5	10	51	$\alpha_{13}$	4912	$8 \cdot 10^{-4}$	8000	248
$\alpha_3$	5076	$3,2 \cdot 10^{-2}$	2100	81	$\alpha_{14}$	4871	$7 \cdot 10^{-4}$	4700	290
$\alpha_4?$	5064	$9 \cdot 10^{-4}$	65000	93?	$\alpha_{15}$	4828	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1200	333
$\alpha_5$	5054	$2,1 \cdot 10^{-2}$	2500	103	$\alpha_{16}$	4799	$6 \cdot 10^{-4}$	1800	363
$\alpha_6$	5029	$5 \cdot 10^{-3}$	6800	129	$\alpha_{17}$	4741	$2,6 \cdot 10^{-3}$	-	422
$\alpha_7$	5008	$8 \cdot 10^{-3}$	3200	150	$\alpha_{18}$	4737		-	426
$\alpha_8$	4999	$6 \cdot 10^{-4}$	40000	160	$\alpha_{19}$	4693	$4 \cdot 10^{-4}$	500	470
$\alpha_9$	4986	$5 \cdot 10^{-3}$	3800	172	$\alpha_{20}$	4634	$2 \cdot 10^{-4}$	300	530

x) Группы  $\alpha_6, \alpha_8, \alpha_{11}, \alpha_{13}, \alpha_{14}, \alpha_{16}, \alpha_{17}, \alpha_{19}, \alpha_{20}$  и  $\alpha_4'$  обнаружены впервые.

Минимальная аппаратурная полуширина спектральной линии при исследовании участка спектра, содержащего наиболее интенсивные  $\alpha$ -группы  $Pu^{239}$  и  $Pu^{240}$ , составила 2,3 кэВ.

Это позволило полностью разрешить указанные группы  $\alpha$ -частиц и в связи с этим уточнить значения их относительных интенсивностей. Разность энергий основных  $\alpha$ -групп обоих изотопов, согласно нашим данным, оказалась равной  $\Delta E_\alpha = 12,1 \pm 0,3$  кэВ, что находится в прекрасном согласии с результатами измерений абсолютных энергий этих групп ( $E_{\alpha^{240}} = 5167,7 \pm 0,7$  кэВ и  $E_{\alpha^{239}} = 5155,7 \pm 0,6$  кэВ) x).

Всего при изучении  $\alpha$ -спектра  $Pu^{239}$  в диапазоне энергий 4600-5200 кэВ было обнаружено 20 групп  $\alpha$ -частиц. Данные по тонкой структуре  $\alpha$ -излучения  $Pu^{239}$  сведены в таблице 3.

Как легко видеть,  $\alpha$ -переход на уровень с энергией < 0,08 кэВ ( $U^{235m}$ ) относится к типу благоприятных. Поэтому естественно ожидать, что указанный уровень является одночастичным состоянием, связанным с той же нильсоновской орбитой  $1/2 + [63I]$ , что и основное состояние распадающегося ядра. К ротационной полосе, основанной на этом уровне, могут быть отнесены следующие возбужденные состояния  $U^{235}$ : <0,08 ( $I=1/2$ ),  $13(3/2)$ ,  $51(5/2)$ ,  $81(7/2)$ ,  $150(9/2)$ ,  $198(11/2)$ ,  $290(13/2)$  и, по-видимому,  $363(15/2)$  кэВ. Экспериментально найденные отношения приведенных интенсивностей  $\alpha$ -переходов на уровни полосы  $1/2 + [63I]$  составляют  $100:24,9:31,7:0,14:0,09:0,067:0,064$ , а теоретические  $100:25,2:37,8:0,09:0,11:0,060:0,070$ . При этом для объяснения интенсивностей переходов с  $L = 2$  вполне достаточно принять величину  $C_2 = 0,64$ , определенную из соседних четно-четных ядер ( $Pu^{238}, Pu^{240}$ ). Что же касается коэффициентов  $C_4$  ( $2 \cdot 10^{-3}$ ) и  $C_6$  ( $1,3 \cdot 10^{-3}$ ), то они оказались в несколько раз меньше тех, которые следуют из данных по соседним ядрам.

В соответствии со схемой Нильсона основному состоянию  $U^{235}$  приписывается орбита  $7/2 - [743]$ . Членами ротационной полосы основного состояния являются уровни  $46(I=9/2)$  и  $103(11/2)$  кэВ. Естественно, что в наших экспериментах  $\alpha$ -переход ( $\alpha_0'$ ) в основное состояние ядра не мог быть отделен от перехода в изомерное состояние. Альфа-группу, соответствующую x) Чин Фан Леанг (Орсэ, Франция), частное сообщение.

переходу на уровень 46 кэв, также не удалось обнаружить, несмотря на благоприятные условия контрольных опытов. По нашим оценкам, относительная интенсивность перехода на этот уровень не может превышать  $(2-3) \cdot 10^{-2}\%$ . В то же время переход на уровень 103 кэв ( $\alpha_5$ ,  $\eta_\alpha = 2 \cdot 10^{-2}\%$ ) четко виден в спектре излучения  $Pu^{239}$ .

Среди уровней, расположенных в интервале энергий возбуждения 130-250 кэв, можно выделить вращательную полосу с характеристиками 5/2+ [622]. К ней относятся уровни 129(I=5/2), 172(7/2) и 224(9/2) кэв. Дж.Расмуссен (частное сообщение) использовал данные настоящей работы для расчета вероятностей  $\alpha$ -переходов на указанные выше состояния. Полученное им вполне удовлетворительное согласие экспериментальных и вычисленных данных следует рассматривать как подтверждение предложенной идентификации.

Возбужденные состояния  $U^{235}$  с энергиями 426,470 и 530 кэв образуют, по-видимому, еще одну вращательную полосу с  $K = 5/2$ . Этой вращательной полосе приписаны квантовые характеристики 5/2+ [633].

г)  $Am^{241} \alpha - Np^{237}$

Энергетический диапазон, в котором изучался спектр  $\alpha$ -излучения  $Am^{241}$ , составил  $\sim 1200$  кэв ( $E_\alpha = 4400-5560$  кэв). В указанном диапазоне энергий удалось зарегистрировать 22 группы  $\alpha$ -частиц, причем 15 из них были обнаружены впервые. В качестве эталона использовалась наиболее интенсивная  $\alpha$ -группа  $Am^{241}$ , абсолютная энергия которой  $E_\alpha = 5486 \pm 0,9$  кэв была измерена недавно Чин Фан Леангом. Усредненные по нескольким экспозициям данные по тонкой структуре  $\alpha$ -излучения  $Am^{241}$  суммированы в таблице 4.

В соответствии со схемой Нильсона основному состоянию  $Np^{237}$  приписывается орбита 5/2+ [642]. Членами вращательной полосы, связанной с этим состоянием, являются уровни 0(I=5/2), 32,5(7/2) и 76,5(9/2) кэв.

Таблица 4

Тонкая структура  $\alpha$ -излучения  $Am^{241}$  x)

$\alpha$ -группа	Энергия $\alpha$ -частиц, кэв	Интенсивность, %	Коэфф. запрета	Энергия уровня, кэв	$\alpha$ -группа	Энергия $\alpha$ -частиц, кэв	Интенсивность, %	Коэфф. запрета	Энергия уровня, кэв
$\alpha_0$	5545	0,25	930	0	$\alpha_{10}$	5194	$6 \cdot 10^{-4}$	3300	357
$\alpha_1$	5513	0,12	1300	32,5	$\alpha_{11}$	5182	$9 \cdot 10^{-4}$	1800	369
$\alpha_2$	5486	86,0	1,3	59,6	$\alpha_{12}$	5178	$3 \cdot 10^{-4}$	5000	373
$\alpha_3$	5469	$\leq 0,04$	-	76,5	$\alpha_{13}$	5156	$7 \cdot 10^{-4}$	1700	395
$\alpha_4$	5443	12,7	4,7	103	$\alpha_{14}$	5114	$4 \cdot 10^{-4}$	1600	438
$\alpha_x$	5417	$\sim 10^{-2}$	-	$\sim 129$	$\alpha_{15}$	5096	$4 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1200$	$\sim 456$
$\alpha_5$	5389	1,3	21	158	$\alpha_{16}$	5089	$\sim 4 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1100$	$\sim 463$
$\alpha_6$	5322	$1,5 \cdot 10^{-2}$	800	226	$\alpha_{17}$	5068	$1,4 \cdot 10^{-4}$	2200	485
$\alpha_7$	5279	$5 \cdot 10^{-4}$	13000	270	$\alpha_{18}$	5004	$1 \cdot 10^{-4}$	1200	549
$\alpha_8$	5244	$2,4 \cdot 10^{-3}$	1700	306	$\alpha_{19}$	4834	$7 \cdot 10^{-4}$	13	723
$\alpha_9$	5223	$1,3 \cdot 10^{-3}$	2400	327	$\alpha_{20}$	4800	$8,5 \cdot 10^{-5}$	60	758

х) Группы  $\alpha_3, \alpha_7, \alpha_9 - \alpha_{20}, \alpha_x$  обнаружены впервые.

Следует отметить, что возможность регистрации в наших опытах  $\alpha_3$ -группы ( $E_{гр} = 76,5$  кэв), интенсивность которой не превышает 0,04%, была обусловлена, помимо относительно высокого разрешения, применением в качестве подложки источника тонкой оксидной пленки ( $Al_2O_3$ ), что привело к уменьшению "хвоста" от  $\alpha_2$ -группы. К вращательной полосе 5/2+ [642] относится, по-видимому, и уровень 129(II/2) кэв, хотя сам факт существования этого уровня еще нуждается в дополнительной экспериментальной проверке.



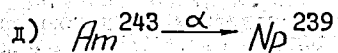
Вращательная полоса 5/2- [523], на которую идут благоприятные переходы, включает в себя следующие возбужденные состояния: 59,6(1=5/2), 103(7/2), 158(9/2), 226(11/2), 306(13/2) и 395(15/2) кэВ. Отношения приведенных интенсивностей  $\alpha$ -переходов на указанные выше уровни таковы: 100:28:6, 1:0,16:0,08:0,06. Вычисленные отношения интенсивностей благоприятных переходов на эти уровни для случая  $C_2 = 0,57$ ;  $C_4 = 5 \cdot 10^{-3}$  и  $C_6 = 1,3 \cdot 10^{-3}$  оказались равными 100:24:8, 3:0,16:0,075:0,023.

Единственным надежно установленным членом вращательной полосы 1/2- [530] является уровень с энергией 270 кэВ. Это возбужденное состояние хорошо известно из изучения  $\beta$ -распада  $U^{237}$ . Нами была впервые обнаружена также и  $\alpha$ -группа ( $\alpha_7$ ), населяющая уровень 270 кэВ со стороны распада  $Am^{241}$ . Квантовые характеристики этого уровня: 3/2-1/2.

Следующую вращательную полосу 1/2+ [400] образуют возбужденные состояния  $Np^{237}$  с энергиями: 327(1=1/2), 369(5/2), 373(3/2), 456(9/2) и 463(7/2) кэВ. Интересно, что указанная выше орбита характерна для области ядер  $50 \leq Z \leq 82$  и не наблюдалась ранее в районе трансурановых элементов.

Впервые обнаруженные нами уровни возбуждения  $Np^{237}$  с энергиями 438, 485 и 549 кэВ относятся к пятой вращательной полосе с характеристиками 3/2- [521].

Как видно из таблицы 4, уровни 723 и 758 кэВ выделены из числа других тем, что  $\alpha$ -переходы на них характеризуются относительно малыми значениями коэффициентов запрета. Это обстоятельство, а также сравнение с экспериментальными данными по соседним ядрам, позволило нам сделать предположение о  $\beta$ -вибрационном характере перечисленных уровней ( $\beta$ -вибрации в состоянии 5/2- [523]). В этом случае их квантовые характеристики должны быть соответственно 5/2-5/2 и 7/2-5/2.



Препарат, использованный для изучения  $\alpha$ -распада  $Am^{243}$ , не являлся изотопически чистым. Предварительный анализ показал, что весовое содержание этого изотопа в смеси составляло ~85%. Таким образом, примесь  $Am^{241}$  (~15% по весу) обуславливала

почти 75% от общего числа распадов. В связи с этим для однозначной идентификации  $\alpha$ -линий было проведено сравнение полученного  $\alpha$ -спектра со спектром изотопически чистого  $Am^{241}$ , снятым в том же энергетическом диапазоне. В результате нам удалось выделить 15  $\alpha$ -групп, обязанных излучению  $Am^{243}$  (см. таблицу 5). Энергетическими эталонами служили известные линии  $Am^{241}$ .

Таблица 5  
Тонкая структура  $\alpha$ -излучения  $Am^{243}$  х)

$\alpha$ -группа	Энергия частиц, кэВ	Интенсивность, %	Коефф. запрета	Энергия уровня, кэВ	$\alpha$ -группа	Энергия частиц, кэВ	Интенсивность, %	Коефф. запрета	Энергия уровня, кэВ
$\alpha_0$	5350	0,16	1900	0	$\alpha_7$	5035	} $2,2 \cdot 10^{-3}$		320
$\alpha_1$	5321	0,12	1600	30,1	$\alpha_8$	5029			~326
$\alpha_2$	5276	87,9	1,2	75,6	$\alpha_9$	5008	} $1,6 \cdot 10^{-3}$	1500	348
$\alpha_3$	5234	10,6	5,7	118,5	$\alpha_{10}$	4997?			-
$\alpha_4$	5181	1,1	25	173	$\alpha_{11}$	4946	} $3,4 \cdot 10^{-4}$	2600	411
$\alpha_5$	5113	$5,4 \cdot 10^{-3}$	1900	241	$\alpha_{12}$	4930		} $1,8 \cdot 10^{-4}$	3700
$\alpha_6$	5088	$4 \cdot 10^{-3}$	1900	~267	$\alpha_{13}$	4919	} $8,5 \cdot 10^{-5}$		7000
					$\alpha_{14}$	4695		} $6,4 \cdot 10^{-4}$	24

х) Группы  $\alpha_5$ - $\alpha_{14}$  обнаружены впервые.

Ввиду почти полного отсутствия дополнительных экспериментальных данных мы использовали при интерпретации возбужденных состояний рассматриваемого ядра аналогию в схемах уровней изотопов  $Np^{237}$  и  $Np^{239}$ , отличающихся друг от друга на 2 нейтрона. Следует заметить, что эта аналогия вытекает из теоретических предпосылок и, кроме того, подтверждается экспериментально анализом наиболее интенсивных  $\alpha$ -групп  $Am^{241}$  и  $Am^{243}$ . Тем не менее, мы считаем, что путь заключений по аналогии не является идеальным и поэтому рассматриваем предло-

женную идентификацию обнаруженных нами новых уровней только как рабочую гипотезу.

Как и в случае  $Np^{237}$ , основное состояние  $Np^{239}$  дает начало вращательной полосе  $5/2+$  [642], причем в настоящее время известны лишь два члена этой полосы со спинами  $5/2$  и  $7/2$ . Энергетическое расстояние между уровнями ( $\Delta E_{ур} = 30,1$  кэв) менее, чем на 10% отличается от аналогичной величины в  $Np^{237}$ , что указывает на близость моментов инерции  $Np^{237}$  и  $Np^{239}$  в основных состояниях.

Вращательная полоса с характеристиками  $5/2-$  [523] сильно развита. К ней относятся уровни:  $76,5(I=5/2)$ ,  $118,5(7/2)$ ,  $172(9/2)$ ,  $241(11/2)$ ,  $320(13/2)$  и  $411(15/2)$  кэв. Отношения наблюдаемых приведенных интенсивностей  $\alpha$ -переходов на эти уровни составляют  $100:21,4:4,8:0,063:0,04:0,08:0,050$ , а вычисленных -  $100:21,7:7:0,073:0,047:0,023$ . При этом принятые для расчетов значения коэффициентов  $C_2(0,55)$  и  $C_4(0,002)$  находятся в хорошем согласии с данными по соседним четно-четным ядрам ( $Cm^{242}$ ,  $Cm^{244}$ ). Величина  $C_6$  взята примерно такой же, как и для  $Am^{241}$ .

По аналогии с  $Np^{237}$  уровню с энергией 267 кэв можно приписать орбиту  $1/2-$  [530] и спин  $I=3/2$ . Возбужденные состояния с энергиями 348 и 359 кэв образуют, по-видимому, второй "обращенный дублет" указанной полосы и характеризуются спинами  $7/2$  и  $5/2$  соответственно. Результаты сравнения основных параметров ( $\hbar^2/2J$  и  $\alpha$ ) полосы  $1/2-$  [530] в  $Np^{239}$  и соседних с ним ядрах подтверждают правильность предложенной идентификации.

Продолжая рассмотрение по аналогии, уровни  $Np^{239}$  с энергиями  $\sim 326$  и  $438$  кэв следует классифицировать, как начальные состояния вращательных полос  $1/2+$  [400] и  $3/2-$  [521]. Уровень 666 кэв,  $\alpha$ -переход на который характеризуется малой величиной коэффициента запрета, отвечает, вероятно,  $\beta$ -вибрационным колебаниям ядра  $Np^{239}$  в состоянии  $5/2-$  [523].

В таблице 6 для ядер  $Np^{237}$  и  $Np^{239}$  указаны нильсоновские орбиты, соответствующие им энергии возбуждения одночастичных состояний и относительные интенсивности  $\alpha$ -переходов на эти состояния.

Таблица 6

Орбита	$Np^{237}$		$Np^{239}$	
	Энергия возбуждения одночастичного состояния, кэв	Интенсивность $\alpha$ -перехода, %	Энергия возбуждения одночастичного состояния, кэв	Интенсивность $\alpha$ -перехода, %
$1/2-$ [530]	$\sim 270$	$5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 267$	$4 \cdot 10^{-3}$
$5/2+$ [642]	0	0,25	0	0,16
$5/2-$ [523]	59,6	86,0	75,6	87,9
$1/2+$ [400]	327	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 326?$	$< 1 \cdot 10^{-3}$
$3/2-$ [521]	438	$4 \cdot 10^{-4}$	438?	$8,5 \cdot 10^{-5}$
$\beta$ -вибрационная полоса от [523]	723	$7 \cdot 10^{-4}$	666	$6,4 \cdot 10^{-4}$

Результаты исследований, вошедшие в диссертацию, докладывались на XI, XII, XIII ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и опубликованы в работах [6-10].

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.А.Баранов, А.Г.Зеленков, Г.Я.Щепкин, В.В.Беручко, А.Ф.Малов, Атомная энергия, 7, 262 (1959). Изв.АН СССР, сер. физ., 23, 1402 (1959).
2. А.Г.Зеленков, Диссертация, 1960 г.
3. С.А.Баранов, А.Г.Зеленков, В.М.Кулаков. Изв.АН СССР, сер.физ. 24, 1035 (1960).
4. A.Bohr, P.O.Froman, B.R.Mottelson. Dan.Mat.Fys.Medd., 29, no.10(1955).
5. F.S.Stephens, материалы конференции в Копенгагене (23-27 мая 1961 г.) о свойствах ядер при малой энергии возбуждения.
6. С.А.Баранов, В.М.Кулаков, П.С.Самойлов, А.Г.Зеленков, Д.Ф.Родионов, С.В.Пирожков, ЖЭТФ, 41, 1475 (1961).
7. С.А.Баранов, В.М.Кулаков, П.С.Самойлов, А.Г.Зеленков, Д.Ф.Родионов, ЖЭТФ, 41, 1733 (1961).
8. С.А.Баранов, В.М.Кулаков, С.Н.Беленький, ЖЭТФ, 43, 1135 (1962). Nucl.Phys., 41, 95(1963).
9. С.А.Баранов, В.М.Кулаков, А.Г.Зеленков, В.М.Шатинский, ЖЭТФ, 43, 795 (1962), Nucl.Phys., 43, 547(1963).
10. С.А.Баранов, В.М.Кулаков, В.М.Шатинский, ЖЭТФ, 45, 1811 (1963), Nucl.Phys., 56, 252(1964).