

ПОИСКИ ДОЛГОЖИВУЩИХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  
СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА  $^{242\text{mf}}\text{Am}$

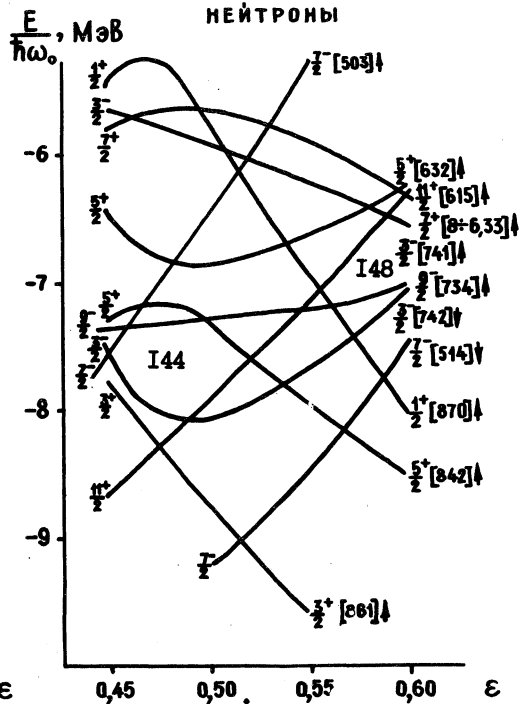
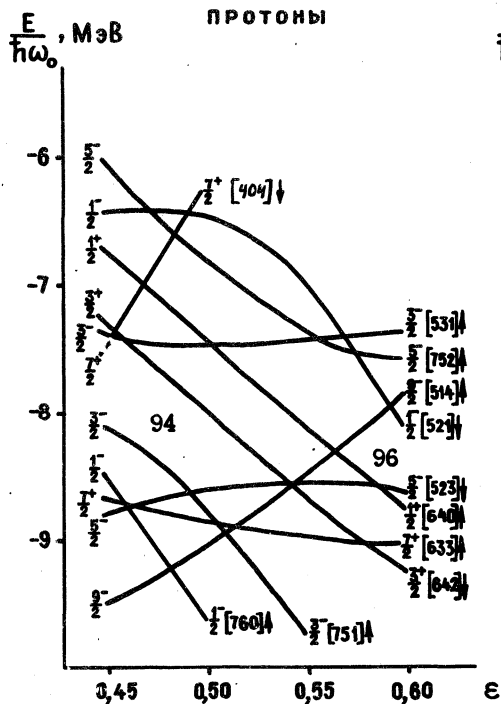
В. А. Запевадов, В. Л. Кузнецов, Л. Е. Лазарева, В. Г. Недорезов,  
Н. В. Никитина, В. В. Пашкович, С. М. Поджиганов

УДК 539.173.7

Выполнены измерения по поиску второго распада с  $T_{1/2} > 14$  мс для спонтанно делящегося изомера  $^{242\text{mf}}\text{Am}$ , образующегося в реакции  $^{243}\text{Am}(\gamma, n)$ . Показано, что выход изомерных состояний с  $T_{1/2}$  в интервале от 14 мс до 10 мин в случае их существования не превышает  $5 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$  от выхода известного изомера с  $T_{1/2} = 14$  мс.

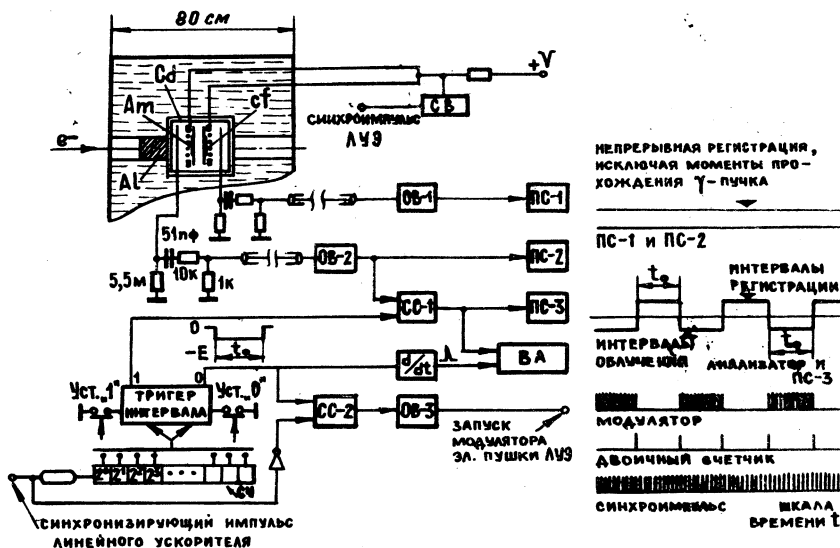
В настоящее время известно около сорока спонтанно делящихся изомеров, образовавшихся в различных ядерных реакциях. Среди них в пяти случаях у одного и того же изотопа обнаружены два сравнимых по интенсивности выхода изомерных состояния ( $^{236}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Bk}$ ) [1-3]. В рамках модели дугорбего барьера деления появление двух изомерных состояний объясняется наличием во второй потенциальной яме возбужденных метастабильных уровней, сильно отличающихся от основного состояния в этой яме по спину. Действительно, расчеты, выполненные для трансурановой области ядер, показывают (рис. 1), что при деформации, соответствующей второму минимуму, вблизи поверхности Ферми имеются одночастичные уровни с существенно различными асимптотическими квантовыми числами.

Исходя из этих представлений следует предположить, что спиновые изомеры во второй потенциальной яме могли бы также наблюдаться для нечетно-нечетных изомеров америция 240, 242 и 244, имеющих самые большие периоды спонтанного деления среди всех известных изомеров, что связывает с относительно большой глубиной вто-



Р и с. 1. Схема одночастичных нейтронных и протонных уровней трансурановых ядер, рассчитанная для равновесных деформаций соответствующих изомеров формы

рой потенциальной ямы, получаемой из расчетов для этих ядер. Попытка найти второй период спонтанного деления была предпринята для наиболее долгоживущего изомера  $^{242m}\text{Am}$ . Так как  $^{242m}\text{Am}$



Р и с. 2. Принципиальная схема детектирования и регистрации осколков спонтанного деления изомеров  $^{242m}\text{Am}$ . ПС - пересчетные схемы; ОБ - одновибраторы-формирователи; СС - схемы совпадений, осуществляющие пропускание импульсов от искрового счетчика в интервалах измерения на счетный вход временного анализатора и пересчетную схему ПС-3, а в интервалах облучения - импульсов запуска на модулятор электронной пушки ускорителя; СЧ - двоичный счетчик, задающий длительность интервалов облучения и измерения  $t_0$ . Схема выключения (СВ) - схема, понижающая напряжение на счетчике в момент гамма-импульсов

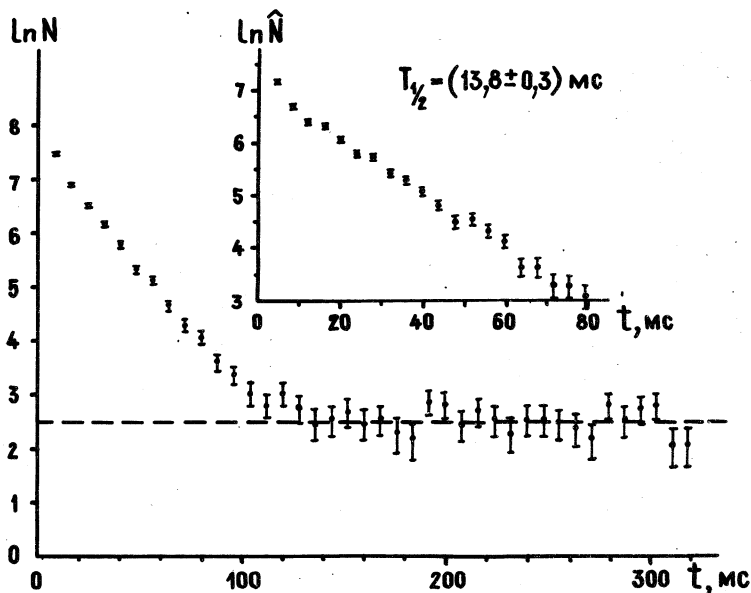
многочисленно исследовался, более короткие периоды распада должны были бы быть замечены. Поэтому были предприняты поиски более долгоживущих состояний с периодами, большими известного периода полураспада  $T_{1/2} \approx 14$  мс.

Методика измерений. Изотоп  $^{242}\text{Am}$  возбуждался в результате реакции  $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242}\text{Am}$  при облучении тормозным гамма-излучением с максимальной энергией  $E_{\text{ymax}} \approx 50 \text{ MeV}$ . Работа проводилась на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-50 ИЯИ АН СССР. Схема эксперимента приведена на рис. 2. Электронный пучок с энергией 50 MeV фокусировался на тормозной мишени из алюминия толщиной 15 см. Непосредственно за мишенью находился икровой счетчик со слоем  $^{243}\text{Am}$ . Такая геометрия обеспечивала достаточно большой выход регистрируемых осколков деления и стабильную работу счетчика в течение продолжительного времени (прямой пучок электронов полностью поглощался в мишени). Для контроля работы счетчика в том же кожухе помещался второй счетчик со слоем  $^{252}\text{Cf}$ . В момент прохождения пучка (длительность импульсов от ускорителя  $\sim 1,3 \text{ мкс}$ , частота повторения - 50 Гц) напряжение на счетчиках снималось. Для защиты от нейтронов счетчики находились в большом баке с водой, в которой была растворена борная кислота. Алюминиевый чехол, в котором находились оба счетчика, сверху был покрыт листовым кадмием (толщина 1 мм).

Чтобы выделить периоды с  $T_{1/2} > 14 \text{ мс}$  (рис. 2), интервалы облучения периодически чередовались с интервалами измерений, когда осколочная активность регистрировалась временным анализатором (ширина канала 2 мс). Интервалы облучения и регистрации были равными и составляли  $t_0 = 320 \text{ мс}$ . Одна серия измерений длилась 800 с, после чего в течение такого же времени измерялся фон. Для контроля за работой установки пересчетная схема ПС-3 регистрировала суммарную активность в интервалах измерений. ПС-2 регистрировала полную западающую осколочную активность, включая интервалы облучения и измерения.

Результаты измерений. На рис. 3 приведена кривая распада осколочной активности, зарегистрированной временным анализатором, запущенным в интервалах измерений. Как видно из графика, экспериментальные точки хорошо ложатся на одну прямую. Период полураспада, определенный из экспериментальных данных, получается равным  $T_{1/2} = (13,8 \pm 0,3) \text{ мс}$ , т.е. соответствует хорошо известному периоду распада изотопа  $^{242}\text{Am}$ . Надо заметить, что при определении величины  $T_{1/2}$  не использовалась первая точка, дающая осколочную активность за первые 4 мс после конца интервала облучения. Выход

осколков в первых двух каналах оказывается больше за счет примеси в образце ( $\sim 2\%$ ) изотопа  $^{241}\text{Am}$ , образующего в результате реакции  $(\gamma, n)$  изомер  $^{240m}\text{Am}$  ( $T_{1/2} = 0,9$  мс) и делящегося под действием замедленных нейтронов фона.



Р и с. 3. Распад осколочной активности  $N(t)$ , зарегистрированной в интервалах измерений (пунктирная линия - фон),  $\hat{N}$  - разность между  $N(t)$  и фоном

Обозначим буквой  $\nu_0$  среднее число ядер  $^{242}\text{Am}$ , образующихся в одном импульсе в изомерном состоянии с данным периодом  $T_{1/2}$ . Полное число изомеров, образовавшихся в течение серии измерений длительностью  $t$ , равно  $N_0 = \nu_0 t / 2\tau_0$ , где  $\tau_0$  - интервалы времени между гамма-импульсами (20 мс). Число изомерных состояний, распадающихся в интервалах измерений между интервалами облучения,

$$N = \nu_0 \frac{[1 - \exp(-\lambda t_0)]^2}{[1 - \exp(-\lambda \tau_0)][1 - \exp(-\lambda T_0)]} \left( \frac{t}{2\tau_0} - \Delta \right)$$

( $\lambda$  - постоянная распада,  $T_0 = 2t_0$ ). Величина  $\Delta = \exp(-\lambda T_0) \times \chi [1 - \exp(-\lambda t)] [1 - \exp(-\lambda T_0)]^{-1}$  учитывает долю ядер  $^{242}\text{mF}_{\text{Am}}$ , не распавшуюся после окончания серии измерений. При данных значениях  $t_0 = 320$  мс и  $t = 800$  с для периодов  $T_{1/2} < 1$  с, относительная величина  $\Delta$  пренебрежимо мала ( $\Delta/(t/2t_0) < 2 \cdot 10^{-3}$ ), в интервале  $I$  с  $< T_{1/2} < 1$  мин она не превышает несколько процентов, для  $T_{1/2} = 10$  мин  $\Delta$  увеличивается до  $0,65t/2t_0$ . Отношение  $N/N_0$  при этих значениях  $t_0$  и  $t$  для ядер с периодом полураспада  $T_{1/2} = 14$  мс составляет  $0,0994$ . С увеличением  $T_{1/2}$  отношение  $N/N_0$  растет и для  $T_{1/2} \sim 250$  мс и выше становится равным  $0,5[1 - \Delta/(t/2t_0)]$ .

Осколочная активность с периодом  $T_{1/2} = 14$  мс практически полностью распалась за первые  $160$  мс после конца облучения. Поэтому вторую половину интервалов измерений ( $160 - 320$  мс) можно использовать для оценки возможного вклада более длинных периодов распада. Разность между величиной  $N$  ( $160 - 320$  мс) и фоном оказалась равной  $(1,6 \pm 3,4) \cdot 10^{-4}$  от величины  $N_0$  для изомера с  $T_{1/2} = 14$  мс. Для изомеров с периодами полураспада  $100$  мс  $\leq T_{1/2} \leq 10$  мин доля актов деления, регистрируемых во второй половине интервалов измерений,  $\frac{N(160 - 320 \text{ мс})}{N_0(T_{1/2} > 14 \text{ мс})}$  должна составлять от  $1/10$  до  $1/4$ . Таким образом относительный выход изомерных состояний в этом диапазоне  $T_{1/2}$ :  $\chi = \chi_0(T_{1/2} > 14 \text{ мс}) / \chi_0(T_{1/2} = 14 \text{ мс})$ , не превышает  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  ( $1,6 \pm 3,4) \cdot 10^{-3}$ ). В интервале  $250 \text{ мс} \leq T_{1/2} \leq 1$  мин  $\chi = (0,6 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$ .

Чтобы оценить относительные выходы изомерных состояний с периодами полураспада  $14 \text{ мс} < T_{1/2} < 100$  мс, были использованы данные пересчетной схемы ПС-2, регистрирующей полную осколочную активность. Отношение  $N/N_0$ , полученное после поправки на короткие периоды распада в интервалах  $0 - 4$  мс, оказалось равным  $0,0970 \pm 0,0020$ , что в пределах одной ошибки совпадает с расчетной величиной  $N/N_0 = 0,0994$  для  $T_{1/2} = 14$  мс. Для изомеров с  $T_{1/2} \geq 100$  мс ( $N/N_0 \sim 0,5$ ) это дает  $\chi = -0,006 \pm 0,005$ , что не противоречит первой оценке. Для периодов полураспада  $T_{1/2} = 100$  и  $40$  мс величина  $\chi$  получается соответственно равной  $\chi = -0,008 \pm 0,007$  и  $\chi = -0,020 \pm 0,017$ , т.е. верхняя граница возможного выхода

изомеров с такими периодами полураспада не превышает  $1 \pm 3\%$  от наблюдаемого для  $T_{1/2} = 14$  мс.

Имеющиеся данные о схеме одночастичных состояний при деформации, равновесной для изомерного состояния  $^{242m}\text{Am}$ , позволят предположить существование двух близко расположенных уровней, отличающихся по спину на несколько единиц  $\hbar$ . Заселение этих состояний в реакциях  $(\gamma, n)$ , по-видимому, должно происходить примерно с одинаковой вероятностью, как это имеет место при образовании основного ( $T_{1/2} = 16$  час) и метастабильного состояния ( $T_{1/2} = 152$  года) ядра  $^{242}\text{Am}$  в реакции  $^{241}\text{Am}(n, \gamma)$  с тепловыми нейтронами /4/. Поэтому отсутствие второго спонтанно делящегося изомера  $^{242m}\text{Am}$  требует объяснения. Если исключить возможность существования у  $^{242}\text{Am}$  изомерных состояний с периодами  $T_{1/2}$  более короткими, чем  $14$  мс<sup>ж)</sup>, то если второе изомерное состояние действительно существует, его распад, очевидно, идет через канал эмиссии гамма-квантов. При этом ядро  $^{242}\text{Am}$  либо переходит в состояние с меньшим значением параметра деформации, либо в изомерное состояние с более низкой энергией, из которого происходит спонтанное деление с периодом  $T_{1/2} = 14$  мс. Получение более полной информации о метастабильных состояниях в области больших деформаций ядер может уточнить представления о механизме возбуждения и распада спонтанно делящихся изомеров.

Поступила в редакцию  
2 февраля 1977 г.

---

ж) Поиски короткоживущих состояний с  $T_{1/2}$  в наносекундной области, выполненные в работе /5/, для  $^{242}\text{Am}$  дали отрицательный результат.

## Л и т е р а т у р а

1. V. Metag, E. Liukkonen, O. Clomset, A. Bergman, Proc. of Symp. on Phys. and Chem. of Fission, IAEA, Vienna, 1974, p. 317.
2. P. A. Russo, R. Vandenbosch, M. Mehta, J. R. Tesmer, K. L. Wolf, Phys. Rev., C3, 1595 (1971).
3. K. L. Wolf, J. P. Unik, Phys. Lett., 38E, 405 (1972).
4. А. С. Кривохатский, Ю. Ф. Романов, Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении, Атомиздат, М., 1970 г., стр. II8.
5. S. M. Polikanov, G. Sletten, Nucl. Phys., A151, 656 (1970).