

УДК 539.173

ПОИСК ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО β -РАСПАДА ПРОДУКТОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf

Ю. В. Рябов

Исследовалась высокоэнергетическая часть β -спектра распада продуктов спонтанного деления ^{252}Cf с помощью низкофонового сцинтилляционного спектрометра $\Delta E_1 - \Delta E_2 - E_t$. Обнаружены β -частицы в энергетической области выше 20 МэВ с выходом $(4.7 \pm 0.6 \pm 1.2) \times 10^{-9} \beta/\text{деление}$.

Последние годы особый интерес вызывает спонтанное деление (СД) ^{252}Cf , что связано с большой полной энергией системы (до 210 МэВ на акт деления) и простотой приготовления тонких и интенсивных источников, необходимых для проведения исследований очень редких процессов, таких как испускание нейтральных пионов [1, 2], предсказанное в [3], высокоэнергетических γ -квантов [4 – 7] и β -частиц в СД ^{252}Cf .

В серии экспериментов была измерена относительная вероятность СД с рождением нейтрального пиона $N(f_{\pi_0} \rightarrow 2\gamma)/N(f)$ по регистрации двумя высокоэффективными γ -детекторами распада π_0 на два γ -кванта с энергией ~ 75 МэВ каждый, и были получены следующие ограничения на этот типа распада: $< 10^{-9}$ [1], $< 3 \cdot 10^{-10}$, $< 1 \cdot 10^{-12}$, $< 3 \cdot 10^{-13}$ [2]. В цикле работ также измерялся спектр высокоэнергетических (до 160 – 200 МэВ) γ -квантов при СД ^{252}Cf . Экспериментально полученный интегральный выход γ -квантов в энергетической области выше 20 МэВ составляет $(2.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$ [4, 7], $(2.4 \pm 1.3) \cdot 10^{-7}$ [5], $(4.5 \pm 1.7) \cdot 10^{-6} \gamma/\text{деление}$ [6]. (Авторы двух последних работ ограничились указанием только верхних пределов соответственно 10^{-5} и $5.7 \cdot 10^{-7} \gamma/\text{деление}$.) И только в одном эксперименте [8] была предпринята попытка обнаружить β -частицы с энергией выше 20 МэВ при СД ^{252}Cf . Был определен верхний предел на выход β -частиц $2 \cdot 10^{-8} \gamma/\text{деление}$. Достоверная экспериментальная информация об испускании γ -квантов или β -частиц с энергией,

сравнимой с полной энергией СД ^{252}Cf , явилась бы неожиданным фактом, требующим теоретического объяснения.

Эксперимент. В эксперименте использовался низкофоновый сцинтилляционный β -спектрометр, который состоял из $\Delta E_1 - \Delta E_2$ полистирольного сцинтилляционного триггера и детектора полного поглощения $\text{NaI}(\text{Tl})$ размером $150 \times 150 \text{ мм}^2$ с ФЭУ-49М. Спектрометр был окружен защитой из свинца (20 см) и борированного полиэтилена (15 см).

β -частицы из источника СД ^{252}Cf , закрытого алюминиевой фольгой (0.05 см) для полного поглощения осколков деления и α -частиц естественной радиоактивности, проходили через полистирольный сцинтиллятор (ПС) ΔE_1 толщиной 0.025 см и площадью 0.25 см^2 . ПС располагался вплотную к источнику спонтанного деления и просматривался двумя ФЭУ-84-3, включенными в схему совпадений для уменьшения фона шумов ФЭУ. Слоистый ПС ΔE_2 площадью 6.2 см^2 и толщиной 4 см (8 светоизолированных пластин ПС по 0.5 см толщиной каждая) вписывался в телесный угол источник-детектор полного поглощения и просматривался двумя ФЭУ-93, включенными в схему совпадений для четных и нечетных пластин ПС. Порог регистрации β -частиц ПС ΔE_2 можно было изменять от 0.8 до 6.4 МэВ.

Совпадения сигналов от ПС ΔE_1 и ΔE_2 позволяли выделять β -частицы на исключительно низком фоне делительных γ -лучей и нейтронов и сформировать триггерный сигнал, разрешающий анализ спектра β -частиц детектором полного поглощения E_t в области энергией от 10 МэВ до $\sim 100 - 120 \text{ МэВ}$.

Калибровка элементов спектрометра осуществлялась с помощью стандартных γ , β^- , β^+ и нейтронного источников, а энергетический диапазон регистрации β -частиц детектором полного поглощения окончательно устанавливался введением делителя сопротивления на входе усилителя. Для измерения временного разрешения β -спектрометра применялся обычный старт-стоп метод с использованием время-амплитудного конвертора ОРТЕС 437А. Ширина на полувысоте кривой временного разрешения между ПС ΔE_1 и ΔE_2 (сигнал триггера) и между сигналом триггера и детектором полного поглощения составляла соответственно 6.2 и 22.3 нс. Эффективность регистрации γ -лучей каждым из ПС (ΔE_1 и ΔE_2) в энергетическом диапазоне испускания делительных γ -квантов составляла соответственно менее 10^{-3} и 10^{-4} от регистрации β -частиц. На рис. 1 показана низкоэнергетическая часть β -спектра от продуктов СД, измеренная ПС ΔE_2 в совпадениях с сигналом ПС ΔE_1 . Измеренный спектр хорошо согласуется с результатами специальных тщательных измерений β -спектра СД

^{252}Cf [9] и, следовательно, сигнал триггера детекторов ($\Delta E_1 + \Delta E_2$) соответствовал регистрации преимущественно β -частиц.

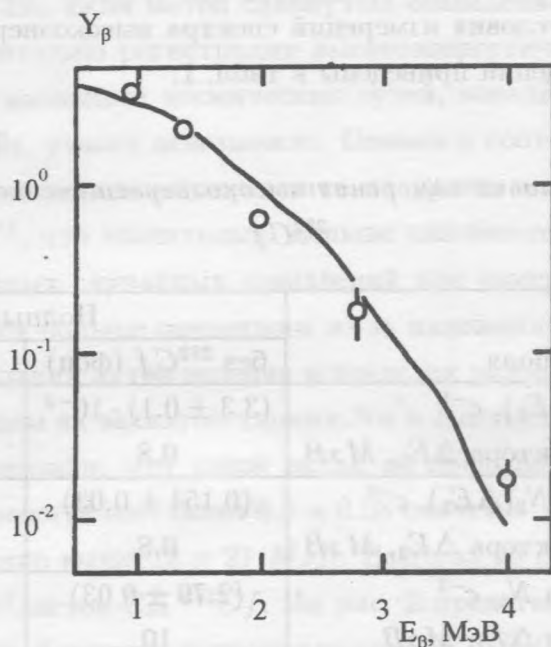


Рис. 1. Спектр β -излучения продуктов деления ^{252}Cf в области энергий до 6 МэВ: кривая — данные [8], о — данные настоящей работы, полученные детекторами $\Delta E_1 + \Delta E_2$.

Методом Монте-Карло были также рассчитаны [10] энергетическое разрешение β -спектрометра в зависимости от энергии β -частиц, эффективность регистрации β -частиц и γ -квантов в энергетическом диапазоне регистрации, влияние геометрических ограничений, энергетических порогов регистрации, поглощающих материалов и т.д. Угловая эффективность спектрометра составляла 6.2 ± 1.2 мстер.

Результаты и анализ данных. Полный счет зарегистрированных β -спектрометром случаев с энергией E_i составляет

$$N(E_i) = N_\beta(E_i) + 2\tau N_{tr}(\Delta E_2)N_t(E_i) + 3\tau^2 N_1(\Delta E_1)N_2(\Delta E_2)N_t(E_i),$$

где $N_\beta(E_i)$ — действительный счет β -частиц с энергией E_i , c^{-1} , $N_{tr}(\Delta E_2)$ — счет триггера (совпадения двух ПС) в зависимости от энергетического порога ПС ΔE_2 , c^{-1} , $N_1(\Delta E_1)$ и $N_2(\Delta E_2)$ — счет ПС ΔE_1 и ΔE_2 , c^{-1} , $N_t(E_i)$ — счет детектора полного поглощения, c^{-1} , τ — полное временное разрешение β -спектрометра, нс.

Очевидно, что второй и третий члены этого выражения представляют соответственно реально случайные и чисто случайные совпадения, определяющие в конечном итоге чувствительность методики измерений высокоэнергетических β -частиц.

Экспериментальные условия измерений спектра высокоэнергетических β -частиц и оценки случайных совпадений приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Экспериментальные условия измерения высокоэнергетического спектра β -частиц ^{252}Cf

Точки контроля	Полный счет, с^{-1}	
	без ^{252}Cf (фон)	с ^{252}Cf
Счет ПС $N_1(\Delta E_1)$, с^{-1}	$(3.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	$(9.0 - 7.0) \cdot 10^3$
Порог регистрации детектора ΔE_1 , МэВ	0.8	0.08 - 0.15
Счет слоистого ПС $N_2(\Delta E_2)$, с^{-1}	(0.154 ± 0.03)	$3.5 \cdot 10^3 - 0.11$
Порог регистрации детектора ΔE_2 , МэВ	0.8	0.8 - 6.4
Счет детектора N_t , с^{-1}	(2.79 ± 0.03)	$1.1 \cdot 10^3 - 3.46$
Порог регистрации ΔE_t , МэВ	10	5.0 - 12.0
Счет триггера N_{tr} , с^{-1}	$(2.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^2 - 6.0 \cdot 10^{-3}$
$2\tau N_{tr} N_t$, с^{-1}	$< 3.6 \cdot 10^{-10}$	$< 1.2 \cdot 10^{-5} - 9.3 \cdot 10^{-12}$
$3\tau N_1 N_2 N_t$, с^{-1}	$< 2.1 \cdot 10^{-17}$	$< 5.2 \cdot 10^{-9} - 5.1 \cdot 10^{-12}$
$N_\beta(E_i)$, с^{-1}		$2.9 \cdot 10^{-2} - 4.0 \cdot 10^{-6}$

Нетрудно видеть, что случайные совпадения (фон) определяются в основном счетом детектора полного поглощения E_t , который выше 10 МэВ мало изменяется с ростом энергии и зависит в основном от интенсивности космического излучения. При выборе оптимального энергетического порога регистрации излучений детектором ΔE_2 счет случайных совпадений можно было установить на уровне меньшем 10^{-10}с^{-1} при измерениях с источником СД ^{252}Cf . Энергетическое же окно регистрации излучений детектором ΔE_1 оставалось всегда постоянным, т.к. для тонкого ПС энерговыделение высокоэнергетических β -частиц изменяется незначительно и описывается функцией Ландау.

Фон случайных совпадений в ходе всего эксперимента измерялся методом сдвинутых (задержанных) совпадений: сигнал триггера ($\Delta E_1 + \Delta E_2$) запускал систему считывания спектрометрической информации с детектора полного поглощения E_t непосредственно и с задержкой (вторично) на время, достаточное для восстановления регистрирующей

способности детектирующей системы (~ 1.2 мкс). Если за время задержки приходил новый сигнал триггера, то режектор наложений исключал такую информацию. Интегральный счет режектора использовался для введения поправок в конечный результат, которые не превышали 2%. Если метод сдвинутых совпадений хорошо учитывал случайные события, то имитацию регистрации высокоэнергетических β -частиц горизонтальной (мюонной) составляющей космических лучей, попадающей в геометрическую апертуру β -спектрометра, учесть невозможно. Однако в соответствии с данными [11] для геометрии рассматриваемого эксперимента на уровне моря число таких случаев не превышает $8 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$, что значительно меньше ожидаемого эффекта (см. табл. 1). Кроме того, число тройных случайных совпадений при измерениях с источником СД ^{252}Cf могло бы оказаться больше оцененного из-за наложения нескольких (не менее 5 – 7) нейтронов от нескольких актов деления в пределах разрешающего времени схемы совпадений с последующим их захватом ядрами Na и I детектора полного поглощения. Однако расчеты [12] показали, что такой вклад не превышает 10^{-10} с^{-1} и в условиях проведенного эксперимента составлял 0.5 и 0.08 отсчетов в сутки в энергетических диапазонах соответственно выше 13 и 27 МэВ. Всего за 66 суток измерений было зарегистрировано $3.2 \cdot 10^{12}$ актов СД ^{252}Cf . На рис. 2 представлен суммарный по всем сериям измерений спектр β -частиц, сопровождающих СД ^{252}Cf . В области энергий 10 – 20 МэВ полученные экспериментальные данные лежат систематически ниже данных работы [8]. Обнаружены также β -частицы в энергетической области от 20 МэВ до 100 – 120 МэВ – максимальной энергии регистрации β -частиц "напролет" детектором полного поглощения. Интегральный выход таких β -частиц, связанных, по-видимому, с СД ^{252}Cf , составляет $(4.7 \pm 0.6 \pm 1.2) \cdot 10^{-9} \beta/\text{деление}$, где первая ошибка – статистическая, вторая – систематическая, зависящая от точности определения интенсивности источника СД ^{252}Cf , геометрии эксперимента, поправок на эффективность регистрации β -частиц различных энергий, утечек электронно-фотонного ливня из детектора полного поглощения и т.д.

Обсуждение. Существование высокоэнергетического β -излучения из продуктов СД ^{252}Cf само по себе явление необычное, хотя энергетически и возможное. Это, в частности, могло бы быть связано с очень редкими и слабо исследованными модами деления, такими как симметричная или резко асимметричная, с выходами менее $10^{-7} - 10^{-8}$ на акт деления [13], а также с испусканием легкого кластера [14] с выходом $10^{-8} - 10^{-9}$ на акт деления. В первом случае могут образовываться осколки, далекие от линии β -стабильности с короткими временами жизни T и, возможно, с высокоэнергетичными

β -переходами. Как известно, время жизни $T \sim E_\beta^{-5}$, где E_β – максимальная энергия β -частиц в МэВ, и для $T < 10^{-7}$ с (T порядка разрешающего времени регистрирующей электроники) энергия β -частиц действительно может быть больше 10 МэВ. Во втором случае могут испускаться легкие кластеры ($4 < A < 10$), структура возбужденных уровней которых зависит от структуры материнского и дочернего ядер. Распад легких ядер с повышенной энергией β -частиц (до 15 МэВ) уже наблюдался в [15].

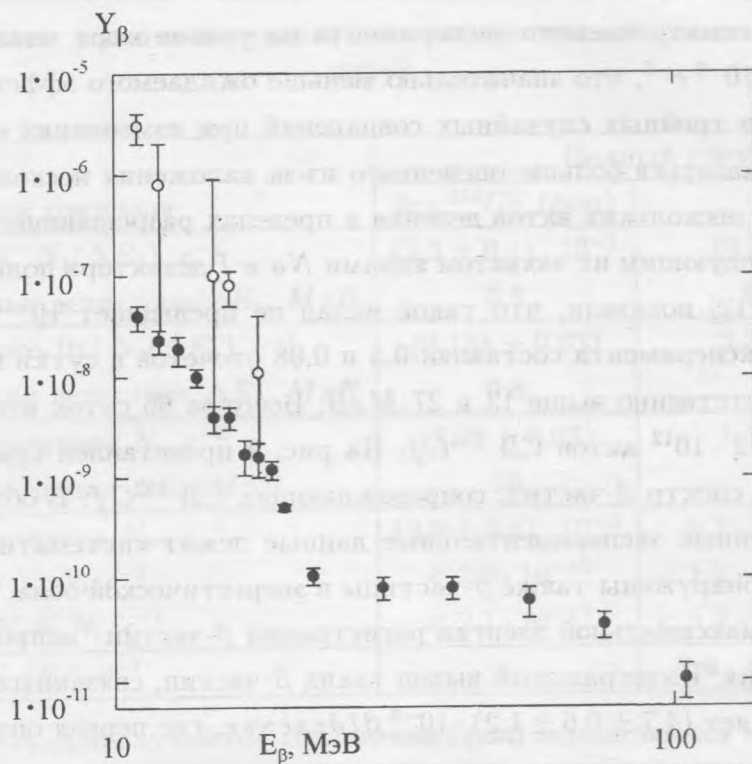


Рис. 2. Наблюдаемый выход Y_β высокоэнергетических β -частиц (·) в области энергий 10 – 120 МэВ. Приведены только статистические ошибки. (o) – данные работы [8].

Наконец, наиболее привлекательным для объяснения наблюдаемого эффекта могло бы быть предположение о существовании мезонных степеней свободы в ядерной материи [16]. Как показано в этой работе, взаимодействие ядер с мезонным полем может приводить к стационарным и квазистационарным состояниям нового типа – состояниям с пионной конденсацией Мигдала [17] и (или) аномальным состоянием Ли и Вика, полученным из анализа σ -поля [18]. Основным результатом этих работ является вывод о существовании сверхплотных ядер. Расчеты [17] показывают, что при ядерной

плотности в 3 – 4 раза выше нормальной может возникать короткоживущее сверхплотное состояние с энергией связи более 100 МэВ/нуклон . Переход в состояние с нормальной плотностью должен приводить к аномально большому энерговыделению в виде β - и γ -излучений. Каким образом могут возникнуть сверхплотные ядерные состояния в процессе деления? По современным представлениям [19] в процессе деления ядра можно условно выделить квазистатическую стадию в окрестности седловой точки, соответствующей критической деформации, и неквазистатическую – при разделении ядра на осколки и разлет сформировавшихся осколков под действием кулоновских сил отталкивания. Таким образом, первые шаги в процессе перехода ядра от критической деформации к точке разрыва являются медленным квазистатическим процессом, т.е. в каждый момент времени энергетическое состояние ядра является наименьшим, и распределение энергии между внутренними и коллективными степенями свободы носит равновесный характер. Однако при дальнейшем стремительном движении ядра к точке разрыва квазистатичность процесса нарушается, что приводит к быстрому освобождению энергии коллективных степеней свободы и формированию нуклонных оболочек в осколках. На этой стадии происходит образование шейки между будущими осколками, а в момент разрыва шейки первоначальная форма ускоряющихся осколков оказывается отличной от равновесной. В результате обмена энергией между коллективными и нуклонными степенями свободы происходит нагрев ядерного вещества, причем тем больший, чем больше отклонение формы осколка от равновесной в момент разрыва шейки. Вероятно, именно на этой стадии может быть достигнута точка фазового перехода в новое состояние с более высокой ядерной плотностью. Тогда, как отмечалось в [17], наиболее вероятен β -распад с уровней сверхплотных состояний на уровни ядра с обычной плотностью.

Конечно, такое объяснение весьма гипотетично, учитывая, что нет других экспериментальных свидетельств существования сверхплотных ядер, кроме астрофизического [17]. Создаваемая ситуация требует дальнейших более тщательных экспериментальных исследований аномального энерговыделения в β - или γ -распаде при СД ^{252}Cf с использованием новых методических разработок.

Выражаю благодарность Г. Атояну, В. Сухову, и Б. Штерну за помощь при подготовке эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Julien J. et al. Z. Phys. A, **332**, 473 (1989).

- [2] Bellini V. et al. Proceedings of the 14th Europhysics Conf. on Nucl. Phys. "Rare Nucl. Processes", Bratislava, Czecho-Slovakia, 22 – 26 oct. 1990, p. 116.
- [3] Ion D. B. et al. Ann. Phys. (N. Y.) **171**, 237 (1986).
- [4] Kasagi J. et al. J. Phys. Soc. Jpn. Suppl., **58**, 620 (1989).
- [5] Luke S.J., et al. Phys. Rev. C, **44**, 1548 (1991).
- [6] Van der Ploeg H., Postma R., Baccalar J. C. et al. Phys. Rev. Lett., **68**, 3145 (1992).
- [7] Eremin N. V. et al. Proceeding of School – Seminar on Heavy Ion Physics, **2**, 539, Dubna, 1993.
- [8] Боговои А. А. et al. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **27**, 525 (1978).
- [9] Knief R. A. et al. Nucl. Science and Eng., **53**, 47 (1974).
- [10] Штерн Б. Е., Сердюк О. В. Препринт ИЯИ Р-0175, 1980.
- [11] Флеров Г. Н. и др. Ядерная физика, **20**, 254 (1975).
- [12] Ryabov Yu. Preprint IKDA 93/12, TH Darmstadt, 1993.
- [13] The Nucl. Fission Process, ed. G. Wagemans, CRC Press, 1991.
- [14] Borge M. J. et al. Preprint IKDA, 91/9, Darmstadt, 1991.
- [15] Proceedings of Intern. Symp. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei, Niigata, Japan, 17–19 June, 1991, section II.
- [16] Migdal A. B. Phys. Lett., **52B**, 172 (1974).
- [17] Мигдал А. Б. и др. Пионные степени свободы в ядерном веществе. М., Наука, 1991.
- [18] Lee T. D. Rev. Mod. Phys., **47**, 267 (1975).
- [19] Migdal A. B. Rev. Mod. Phys., **50**, 107 (1978).
- [20] Willets L. Theories of Nuclear Fission, Clarendon, Oxford, England, 1964.

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 18 июня 1998 г.

После переработки 23 декабря 1998 г.