

P13-2006-144

Ю. С. Цыганов*

О РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ РАСПАДОВ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

*E-mail: tyura@sungns.jinr.ru

Цыганов Ю. С.

P13-2006-144

О регистрации редких распадов тяжелых ядер

Рассматривается специфика детектирования коррелированных пар «ядро отдачи – альфа-распад» в режиме реального времени, позволяющая радикально понизить величину фона в ядерных реакциях с тяжелыми ионами для последующих распадов дочерних ядер. Данная методика позволила в течение последних лет провести успешные эксперименты по синтезу сверхтяжелых ядер на пучке ионов ^{48}Ca . Демонстрируется применение методики в реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 114 + 3n$. Типичным завершением детектируемой цепочки распада является спонтанное деление. Приводятся характерные параметры для данной ситуации, а именно соответствующие имплантации нуклида в кремний на микронные глубины. Проведено сравнение с модельной реакцией $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Tsyganov Yu. S.

P13-2006-144

On the Detection of Rare Decays of Heavy Nuclei

A specificity of recoil-alpha correlated sequences in the real-time mode to suppress significantly background in the heavy ion induced nuclear reactions has been considered. This technique has been successfully applied during last years in the experiments aimed at the synthesis of super heavy elements on ^{48}Ca . An example of application in $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 114 + 3n$ is presented. Usually, the detected multi-chain decay is finished by the spontaneous fission. The typical parameters are under consideration for implantation depth of the units of microns. Comparison with the measured spectrum from $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$ has been performed.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

Успех того или иного ядерно-физического эксперимента, нацеленного на получение результата в условиях сильного ограничения эффекта по ряду объективных параметров, как то: сечение образования исследуемого нуклида мало (~ 1 пб), толщина облучаемой мишени ограничена, интенсивность пучка тяжелых ионов, бомбардирующих мишень, также имеет ограничения, — предполагает ряд жестких требований как к сепарирующим электромагнитным системам [1–3], так и к детектирующим системам [4, 5].

Основной посыл заключается в том, что ядра исследуемых продуктов должны доставляться в фокальную плоскость сепаратора с минимальными потерями, при этом, естественно, с максимально возможным подавлением как первичного пучка, так и его производных — рассеянных ионов, продуктов передачи, а также продуктов других побочных реакций. Особая роль детектирующей системы (ДС) с учетом вышеизложенного следует из того очевидного факта, что она строится, прежде всего, с учетом характерных предполагаемых свойств исследуемого нуклида, свойств его распада, равно как и дочерних продуктов. Кроме того, при условии, что величина эффективности транспорта не менее 10–20 % (иначе опыт с сечением образования нуклида ~ 1 пб становится бессмысленным по временным рамкам), реальные загрузки ДС составляют 10^0 – 10^2 с $^{-1}$, что означает, например, что в течение месячного эксперимента одному-нескольким исследуемым событиям будет соответствовать около 10^8 фоновых событий в массиве данных.

Применяемый на дубненском газонаполненном сепараторе ядер отдачи модуль детектирования изображен на рис. 1.

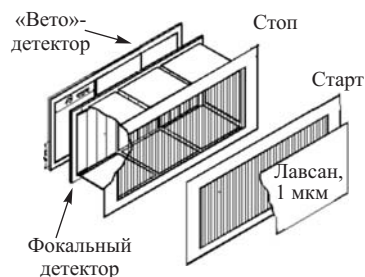


Рис. 1. Модуль детектирования дубненского газонаполненного сепаратора. Показаны: камеры «старт» и «стоп» времяпролетного детектора, работающие в пентане (1,5 торр), фокальный позиционно-чувствительный детектор (12 резистивных полосок, 12×4 см — общая площадь), боковые кремниевые детекторы (8 кристаллов), «вето»-детектор (3 кристалла), входное лавсановое окно для разделения с рабочей средой сепаратора (1 торр водорода)

Его основой является кремниевый 12-полосковый позиционно-чувствительный детектор для регистрации ядер отдачи и продуктов их альфа-распада и спонтанного деления. Боковые кремниевые детекторы применяются для повышения геометрической эффективности регистрации частиц, вылетающих в обратную полусферу по направлению имплантации нуклида, а помещенный за основным детектором «вето»-детектор предназначен для подавления фона длиннопробежных частиц, проходящих основной детектор и не оставляющих сигнала во времяпролетном модуле. Последний, в свою очередь, предназначен для регистрации ядер отдачи и дискриминации событий по принципу прилет–распад. Система набора данных на основе этого модуля детектирования описана в работах [5–7]. С учетом позиционного разрешения порядка 0,5 мм (ПШПВ) система дает дополнительный фактор очистки порядка 500 (отнесено к двум ПШПВ).

Тем не менее в условиях реального эксперимента загрузка сигналов, имитирующих альфа-распад в области энергий 9,6–11 МэВ, составляет около 0,1–0,2 мин⁻¹ на всю резистивную полосу 40 × 10 мм при рабочей интенсивности около 20 мкА ионов ⁴⁸Ca (+18) на мишени. Типичная суммарная величина подавления фона времяпролетным детектором и «вето»-детектором в этой области составляет около 2–6 в зависимости от типа реакции и на-

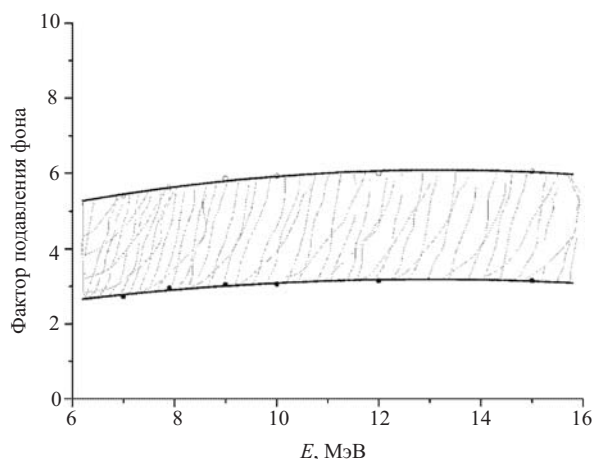


Рис. 2. Типичная зависимость коэффициента подавления фона* «вето»-детектором и времяпролетным детектором (суммарно) от диапазона энергий. Показана характерная область значений для бомбардирующей частицы ⁴⁸Ca

* Аналогичная величина для диапазона энергий осколков спонтанного деления имплантированных ядер много больше, а именно 10³–10⁴, что обусловлено отсутствием нейтронно-индуцируемых фонов в данном диапазоне.

стройки сепаратора (см. рис. 2). Фактор подавления определялся как отношение общего количества событий в диапазоне больше указанной на графике энергии и вплоть до конца шкалы альфа-диапазона (~ 20 МэВ) к числу событий, способных имитировать альфа-распад, т. е. с нулевым значением времени пролета и нулевой амплитудой «вето»-детектора в этом же диапазоне.

Для радикального же подавления фона событий, имитирующих альфа-распад и, возможно, спонтанное деление, применяется метод, основанный на поиске указателя на возможное многозвенное событие в реальном масштабе времени*. При этом реальный фокальный детектор в оперативной памяти ПК, ведущего набор [8, 9], представлен в виде двух матриц, а именно: матрицы ядер отдачи и матрицы альфа-частиц. В качестве матричного элемента записываются текущие времена событий. При появлении события, рассматриваемого как альфа-распад, система набора производит сравнение с соответствующим элементом матрицы ядер отдачи и тремя соседними элементами вверх и вниз по вертикали, выбирая при этом минимальное значение. В случае, если данная величина не превосходит заранее установленного значения, детектирующая система генерирует останов процесса облучения мишени, а в случае нахождения кандидата на последующий распад с отметкой «вне пучка» по данной полоске кремниевого детектора, но уже без учета вертикальной позиции, система продлевает интервал ожидания до нескольких десятков минут, обеспечивая таким образом практически бесфоновые условия регистрации дочерних распадов.

Выигрыш в величине вероятности того, что детектируемое многозвенное событие может быть отнесено к совокупности случайных импульсов, имитирующих альфа-распад, по отношению к детектированию без применения указанной методики составляет [10, 11] $\eta = \frac{C_n^m}{K^{n-m}}$, где K — фактор подавления имитаторов альфа-распада (обычно не хуже $\sim 10^3$), n — полное число звеньев альфа-распада регистрируемого нуклида, m — номер альфа-частицы, коррелированной по времени–позиции с ядром отдачи и вызвавшей останов процесса облучения мишени. Разумеется, успешное применение данной методики возможно лишь при наличии как калибровочных, так и расчетных зависимостей для регистрируемых энергий тяжелых ядер [12–14]. На рис. 3 приведена такая зависимость, полученная с применением модельных реакций, таких как ${}^{\text{nat}}\text{Yt} + {}^{48}\text{Ca}$, ${}^{197}\text{Au} + {}^{22}\text{Ne}$, ${}^{206}\text{Pb} + {}^{48}\text{Ca}$, ${}^{207}\text{Pb} + {}^{40}\text{Ar}$ и др. Для наглядного примера применения методики детектирования на рис. 4 приведены спектры «вне пучка», измеренные в реакции ${}^{242}\text{Pu} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow 114 + 3n$ [15] с применением описанной выше методики в течение почти месячного облучения высокоинтенсивным пучком ионов ${}^{48}\text{Ca}$. Отметим, что общие потери

*Метод активных корреляций.

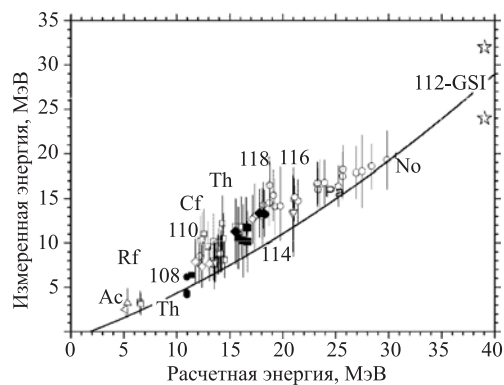


Рис. 3. Эмпирическая калибровка детектора для измеряемой энергии ядра отдачи в зависимости от расчетной входной энергии. Сплошная линия — расчет [12] для ядра $^{288}\text{114}$. Два события элемента $Z = 112$, синтезированного в GSI (Дармштадт, Германия), показаны звездочками [17]

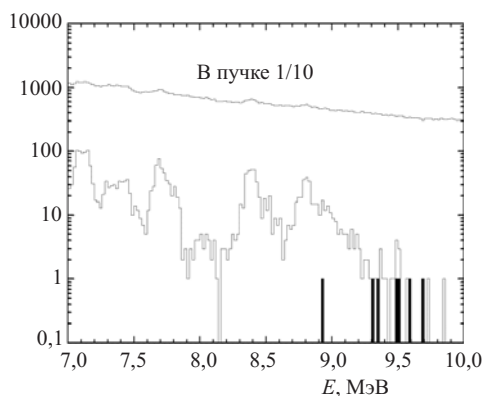


Рис. 4. Спектры альфа-распада, измеренные в реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 114 + 3n$. События, приписанные эффекту, показаны черным цветом [15]

в величине суммарного времени облучения мишени, связанные с генерацией пауз, не превосходят обычно единиц процентов [11], что является более чем приемлемой ценой за столь радикальное подавление фона. Отметим также, что именно с применением данной техники детектирования получены результаты по синтезу новых изотопов сверхтяжелых элементов с $Z = 112-118$ [16].

Дополнительным фактором, сопутствующим успеху выделения интересующей цепочки из общего массива данных, является наблюдение спонтанного деления с большим энерговыделением в детекторе. Отметим, что наиболее

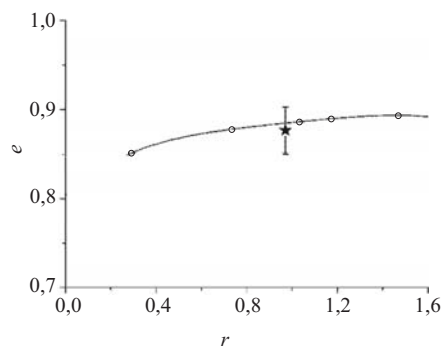


Рис. 5. Зависимость расчетного приведенного значения полной кинетической энергии от приведенной глубины имплантации нуклида в кремниевый детектор. Звездочка — измерение для ^{252}No . По осям: $e = \langle \text{ТКЕ} \rangle_{\text{изм}} / \langle \text{ТКЕ} \rangle$, $r = R/3,5$, где R — глубина имплантации нуклида. $\langle \text{ТКЕ} \rangle = 194,3$ МэВ

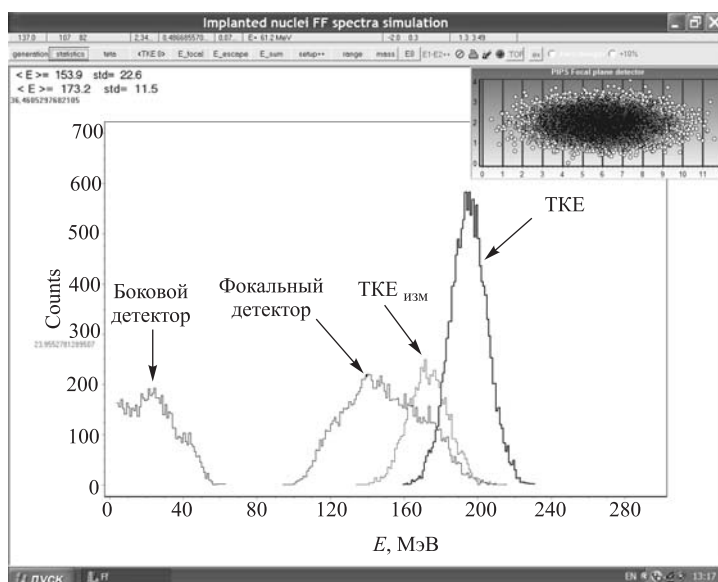


Рис. 6. Интерфейс пользователя при симуляции спектров спонтанного деления (Borland's C++ Builder 3). Показаны: начальный спектр (ТКЕ), суммарный спектр (ТКЕ_{изм}), спектр в фокальном и боковом детекторе. Правый верхний угол — распределение имплантированных ядер по фокальному детектору (12 стрипов)

ценными являются события, соответствующие детектированию обоих осколков. При этом фокальный детектор регистрирует энерговыделение, соответствующее первому осколку и части второго, а боковой — остаток энерго-

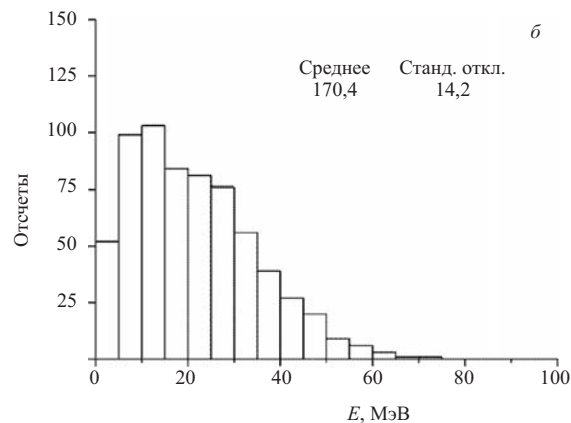
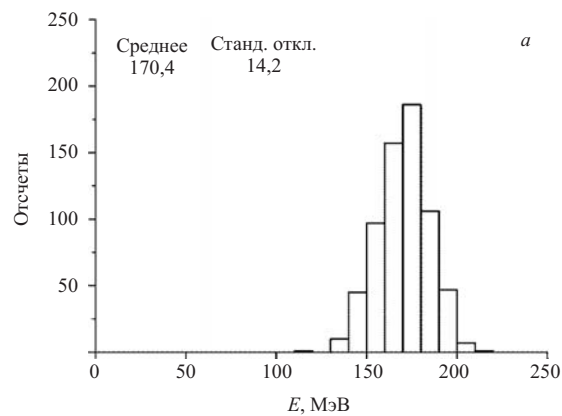


Рис. 7. *a*) Измеренный (регистрация обоими детекторами — фокальным и боковым) спектр спонтанного деления ядер ^{252}No , имплантированных в кремниевый детектор. Реакция $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$. *б*) Спектр в боковом детекторе

выделения второго осколка [18]. На основании модельного расчета [18–21] получена зависимость для приведенного значения суммарного энерговыделения осколков деления ^{252}No , показанная на рис. 5, что находится в согласии с [22] для глубины имплантации нуклида около 3,4 мкм ($\langle \text{ТКЕ} \rangle_{\text{изм}} \approx \langle \text{ТКЕ} \rangle - 20 \text{ МэВ}$) при систематической неточности $\sim 5 \text{ МэВ}$ [22]. Расчетный спектр показан на рис. 6. Расчетное и измеренные значения стандартного отклонения для суммарного измеренного спектра согласуются с точностью до фактора 1,2. Отметим, что в отличие от [18] характерная константа рекомбинации берется равной 1134 см/с на основании измерений из работы [21] для данного типа детекторов. Потери вылетающего осколка в пентане учтены

как среднее значение. Для частичного сравнения на рис. 7, а, б приведены измеренные спектры спонтанного деления ^{252}No .

ЛИТЕРАТУРА

1. *Subotic K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71–80.
2. *Tsyganov Yu. S.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1999. V. 23. P. 937–940.
3. *Leino M. et al.* // Z. Phys. A. 1994. V. 348. P. 151.
4. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
5. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004 V. 525 P. 213–216.
6. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Proc. of HPC ASIA'97. Seoul, Korea, 2 May 1997. California: IEEE Comp. Soc. Press, 1997. P. 651.
7. *Subbotin V. G. et al.* // Acta Phys. Polon. 2003. V. 34, No. 4. P. 2159–2162.
8. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.
9. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 413–416.
10. *Zloказov V. B.* // Eur. Phys. J. 2002. V. 14. P. 147.
11. *Цыганов Ю. С.* Сообщение ОИЯИ Р7-2005-117. Дубна, 2005.
12. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E13-2006-19, E13-2006-77. Dubna, 2006.
13. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 356–359.
14. *Куширирук В. Ф., Цыганов Ю. С.* // ПТЭ. 1998. № 3. С. 30–33.
15. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 70. P. 064609.
16. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 06409.
17. *Hofmann S. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 81–86.
18. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 611–613.
19. *Polyakov A. N., Tsyganov Yu. S.* // Proc. of XIX Nuclear Electronics & Computing Int. Symp. NEC'2003. Varna, Bulgaria, Sept. 15–20, 2003. Dubna, 2004. P. 217–220.
20. *Tsyganov Yu. S.* // Appl. Radiat. and Isotopes. 1997. V. 48. No. 9. P. 1211–1213.
21. *Цыганов Ю. С.* Сообщение ОИЯИ Р13-96-430. Дубна, 1996.
22. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 034611.

Получено 26 октября 2006 г.

Редактор *Е. В. Сабаява*

Подписано в печать 27.12.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,43. Уч.-изд. л. 0,51. Тираж 305 экз. Заказ № 55614

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/