

УДК 539.1:539.17:539.164

СПЕКТРОСКОПИЯ СВОЙСТВ РАСПАДА ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ИЗОТОПОВ В ДУБНЕ

© 2021 г. М. С. Тезекбаева^{1,2,*}, А. В. Еремин^{1,3}, О. Н. Малышев^{1,3}, А. В. Исаев¹, Р. С. Мухин¹,
А. А. Кузнецова¹, А. Г. Попеко^{1,3}, Ю. А. Попов^{1,3}, А. И. Свирихин^{1,3}, Е. А. Сокол¹,
М. Л. Челноков¹, В. И. Чепигин¹, А. Лопез-Мартенс⁴, К. Хошильд⁴,
О. Дорво⁵, Б. Галл⁵, Б. С. Сайлаубеков^{1,2}

¹Международная межправительственная организация
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

³Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

⁴Национальный институт ядерной физики и физики частиц Национального центра научных исследований,
Университет Париж-Сакле, Лаборатория Ирен Жолио-Кюри, Орсе, Франция

⁵Национальный институт ядерной физики и физики частиц Национального центра научных исследований,
Университет Страсбург, Междисциплинарный институт Губерта Курьена, Страсбург, Франция

*E-mail: tezekbaeva@jinr.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Представлены данные по свойствам радиоактивного распада изотопов ^{256}Rf и $^{249, 250}\text{No}$, синтезируемых в реакциях полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$, с последующим испарением нейтронов из возбужденного состояния составного ядра. В экспериментах использовались высокоинтенсивные пучки ускоренных тяжелых ионов ^{48}Ca и ^{50}Ti циклотрона У400 ЛЯР ОИЯИ и кинематический сепаратор SHELS.

DOI: 10.31857/S0367676521100252

ВВЕДЕНИЕ

Для детального исследования свойств радиоактивного распада изотопов трансфермиевых элементов и поперечных сечений образования этих изотопов используются различные типы реакций с пучками ускоренных частиц и методы идентификации. В наиболее эффективных методиках при синтезе сверхтяжелых элементов использовались экспериментальные установки с кинематическим отделением ядер отдачи от фоновых продуктов, а также корреляционная обработка экспериментальных данных для генетически связанных распадов материнское ядро – дочернее ядро [1]. Корреляционные цепочки имплантированных в детектор ядер отдачи приводят в область известных изотопов, что необходимо для достоверной идентификации материнского ядра. В будущем экспериментальная техника как для сепарации ядер отдачи, так и для регистрации различных видов излучений, испускаемых исследуемыми ядрами, может быть улучшена, что даст новые возможно-

сти для изучения и поиска новых изотопов и получения новых данных о распадах известных ядер.

При современных методах изучения область трансфермиевых элементов ($100 \leq Z \leq 106$) является более доступной для исследования и проведения экспериментов, так как сечения образования этих изотопов гораздо выше образования изотопов сверхтяжелых элементов (СТЭ, $Z > 110$). Кроме того, область трансфермиевых элементов (нейтронно-избыточные изотопы элементов в области No–Sg) сама по себе является весьма интересной для спектроскопических исследований, так как существует переход от нейтронной оболочке $N = 152$ к подоболочке $N = 162$, причем сечения образования данных изотопов достаточно высоки (более одного нанобарна).

В Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флерова ОИЯИ на кинематическом сепараторе SHELS [2] проводятся эксперименты по детальному изучению свойств радиоактивного распада (α , β , γ -спектроскопия) изотопов трансфермиевых элементов, синтезируемых в реакци-

Таблица 1. ЯО- α - α корреляции для распада изотопа ^{256}Rf . $E_{\text{ЯО}}$ – энергия ЯО, $\Delta T(\text{ЯО} - \alpha_1)$ – разница времени между зарегистрированным материнским ядром и ЯО. E_{α_1} – энергия материнского ядра, $\Delta T(\alpha_1 - \alpha_2)$ – разница времени между материнским и дочерним ядрами, E_{α_2} – энергия дочернего ядра

$E_{\text{ЯО}}$, кэВ	$\Delta T(\text{ЯО} - \alpha_1)$, мс	E_{α_1} , кэВ	$\Delta T(\alpha_1 - \alpha_2)$, с	E_{α_2} , кэВ
10810	21.57	8793	2.585	8418
8148	6.79	8780	2.456	8417
9738	8.078	8789	3.703	8412
8910	0.3	8749	2.226	8417
9402	29.87	8790	6.614	8420
11540	0.134	8726	5.027	8377
9330	3.424	8781	3.369	8405
9120	9.185	8798	3.505	8415
10795	0.981	8794	1.904	8411

ях полного слияния с последующим испарением нескольких нейтронов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В 2019–2020 годах на ускорителе У-400 ЛЯР ОИЯИ были проведены эксперименты по детальному изучению свойств радиоактивного распада изотопов Rf и No, образующихся в реакциях полного слияния ускоренных ионов ^{50}Ti и ^{48}Ca с ядрами мишеней из обогащенных изотопов свинца. В экспериментах были использованы мишени ^{208}PbS , ^{206}PbS и ^{204}PbS на 1.5 мкм Ti подложке.

Мишени в форме сегментов устанавливаются на вращающийся диск в мишенном блоке кинематического сепаратора SHELS для снижения тепловой нагрузки [2, 3]. Эффективность транспортировки ядер отдачи (ЯО), образующихся в реакциях полного слияния с ионами ^{48}Ca и ^{50}Ti , от мишени до фокальной плоскости сепаратора составляет величину порядка 30–40% в зависимости от настроек ионно-оптической системы сепаратора.

В фокальной плоскости сепаратора располагается комбинированная детектирующая система GABRIELA, позволяющая регистрировать α -частицы, γ -кванты, β -частицы и осколки спонтанного деления (СД), испускаемые исследуемыми ядрами [4, 5]. После отделения от фоновых продуктов ЯО, пролетая через время пролетную систему, состоящую из 2-х (старт и стоп) детекторов, имплантируются в фокальный двусторонний кремниевый многостриповый детектор DSSD (128×128 стрипов, размер $100 \times 100 \text{ мм}^2$, толщина 0.5 мм). Дополнительные 8 стриповых детектора (16×16 стрипов, размер $50 \times 60 \text{ мм}^2$, толщина 0.7 мм), смонтированные по бокам фокального детектора, образующие “колодец” глубиной 6 см, служат для увеличения эффективности регистрации α - и β -частиц, а также осколков СД, вылета-

ющих из фокального DSSD-детектора. Энергетическое разрешение для α -частиц в диапазоне 6–10 МэВ составляет величину порядка 15–20 кэВ. Вокруг “колодца” смонтированы 4 однокристалльных германиевых детектора. Максимально близко к фокальному DSSD детектору расположен германиевый четырехкристалльный детектор Клеверного типа [5]. Для снижения фона германиевые детекторы окружены антикомптоновской защитой (ВГО), что позволяет существенно снизить фон γ -квантов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Изотоп ^{256}Rf

В экспериментах по изучению свойств спонтанного деления изотопа ^{256}Rf на сепараторе SHELS, с использованием нейтронного детектора, состоящего из 54 ^3He -счетчиков [6], не удалось обнаружить ни одного события α -распада, соответствующего ^{256}Rf , число событий спонтанного деления, отнесенного к данному изотопу, составило величину порядка 1500 [7]. В более ранних экспериментах [8, 9], проведенных в Институте тяжелых ионов (GSI, Дармштадт) были обнаружены события α -распада, которые были отнесены к распаду ^{256}Rf . Вероятности α -распада составили $b_\alpha = 0.022_{-0.018}^{+0.073}$ [8] и $b_\alpha = 0.0032$ [9].

В настоящем эксперименте при исследовании реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{Rf} + 2n$ были уточнены свойства распада изотопа ^{256}Rf . Мишень ^{208}PbS толщиной 0.4–0.6 мг · см⁻², интегральный поток частиц ^{50}Ti составил $5.05 \cdot 10^{18}$. За время эксперимента в фокальной плоскости сепаратора было зарегистрировано около 6270 событий СД и 9 событий α -распада, которые можно отнести к распаду ядра ^{256}Rf . События α -распада были получены в результате проведения корреляционного ЯО- α - α анализа (см. табл. 1).

Таблица 2. Существующие литературные данные по распаду изотопа ^{256}Rf и результаты настоящего эксперимента. $N_{\alpha}/N_{\text{СД}}$ – число зарегистрированных α -частиц/осколков СД, E_{α} – энергия зарегистрированных α -частиц, $b_{\alpha}/b_{\text{СД}}$ – вероятность α -распада/СД

Эксп.	α -распад				СД		
	N_{α}	E_{α} , кэВ	$T_{1/2}$, мс	b_{α} , %	$N_{\text{СД}}$	$T_{1/2}$, мс	$b_{\text{СД}}$, %
[7]	1	8812 ± 23	10_{-4}^{+47}	$2.2_{-1.8}^{+7.3}$	73	$7.4_{-0.8}^{+1.3}$	97.8
[8]	3	8776–8800	–	0.32	1900	6.2 ± 0.2	99.68
[9]	0	–	–	–	1500	5.75 ± 0.17	~100
2018 г.	9	8726–8798	5.7 ± 1.2	$0.29_{-0.07}^{+0.08}$	6270	6.9 ± 0.23	99.71 ± 1.26

Таблица 3. Параметры экспериментов по синтезу и изучению свойств радиоактивного распада изотопов ^{250}No и ^{249}No

Эксперимент	Энергия пучка ^{48}Ca , МэВ	Интегральный поток ионов	Мишень	Толщина мишени, мкг · см $^{-2}$	Обогащение мишени, %
Январь 2019	225	$8 \cdot 10^{18}$	^{208}PbS	360, 430	99.57
	225	$4.6 \cdot 10^{17}$	^{206}PbS	400	99.51
	225	$2.6 \cdot 10^{18}$	^{204}PbS	350	99.94
Октябрь 2020	225	$1 \cdot 10^{18}$	^{204}PbS	450	99.94
	237	$1.6 \cdot 10^{18}$			
	242	$8.4 \cdot 10^{17}$			
	230	$2.6 \cdot 10^{17}$			

Измеренные периоды полураспада составили величину для СД 6.9 ± 0.23 мс и для α -распада 5.7 ± 1.2 мс, вероятности распада составили $b_{\text{СД}} = 99.71\%$ и $b_{\alpha} = 0.29\%$ соответственно, что хорошо согласуется с ранее опубликованными данными [7–9].

В табл. 2 приведены свойства радиоактивного распада ядра ^{256}Rf по существующим и полученным новым данным.

Изотопы No. Предварительные результаты

В 2019–2020 гг. в ОИЯИ ЛЯР на циклотроне У-400 проводился ряд экспериментов по изучению свойств радиоактивного распада изотопов нобелия, образующихся в результате испарения составным ядром двух–трех нейтронов в реакциях полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{204, 206, 208}\text{Pb} \rightarrow ^{252, 254, 256}\text{No}^*$. Полученные изотопы нобелия в основном испытывают α -распад и СД, имеют периоды полураспада от нескольких микросекунд до десятков секунд. Условия экспериментов приведены в табл. 3.

^{254}No и ^{252}No

Во время облучения мишени ^{208}PbS ускоренными ионами пучка ^{48}Ca в фокальной плоскости было зарегистрировано порядка 600 корреляционных событий ЯО–осколок СД. В данном облучении наблюдались две активности, которые можно отнести к СД изотопов ^{254}No и ^{252}No . Это связано с достаточно большой вероятностью деления ^{252}No , образующегося на примеси изотопа ^{206}Pb в основной мишени. Вероятность спонтанного деления ^{254}No составляет величину 0.17%, с сечением образования в максимуме функции возбуждения 2 мкб, тогда как для ^{252}No вероятность СД составляет 29.3% (сечение образования составляет величину порядка 500 нб). Имея большую разницу между временами жизни, данные два изотопа хорошо разделяются по периодам полураспада. В результате к распаду ^{254}No было отнесено 310 событий СД.

В ходе эксперимента была набрана статистика, сравнимая с предыдущим экспериментом, проведенным в GSI [10]. Наблюдалось два события СД с малыми временами жизни, которые могут быть

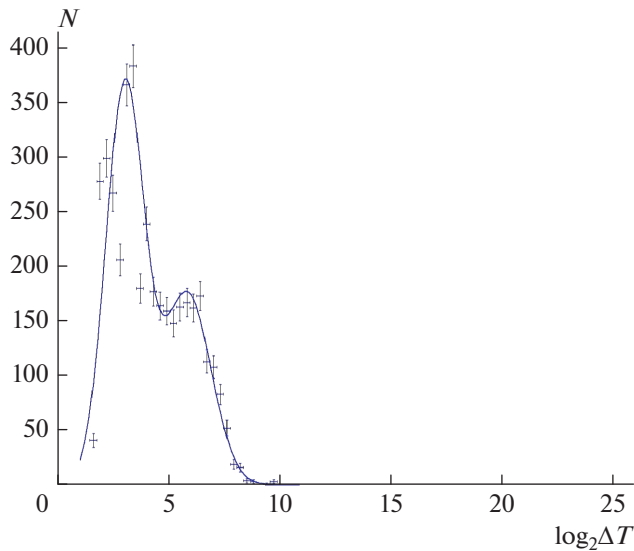
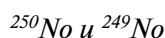


Рис. 1. Временное распределение для изомерного и основного состояний ^{250}No . N – число отсчетов. ΔT – временной интервал между сигналами от ЯО и СД.

предварительно отнесены к распаду изомерного состояния изотопа ^{254}No .

В ходе облучения мишени ^{206}PbS толщиной $400 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ пучком ускоренных ионов ^{48}Ca в фокальной плоскости было зарегистрировано 22000 событий СД, отнесенных к распаду изотопа ^{252}No . Данной статистики было достаточно для проведения калибровки детекторов по полной кинетической энергии (TKE).



Целью экспериментов, выполненных в 2019 году, являлось изучение свойств распада изотопа ^{250}No , синтезируемого в реакции полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb} \rightarrow ^{250}\text{No} + 2n$ с сечением образования в максимуме функции возбуждения около 13 нб. Всего в фокальном детекторе (DSSD) за 13 дней облучения мишени ^{204}PbS толщиной $350 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ было зарегистрировано около 18000 корреляционных событий ЯО–осколок СД при энергии пучка 225 МэВ (см. табл. 3).

В эксперименте 2020 года в $2n$ и $3n$ каналах реакции полного слияния ^{48}Ca с мишенью ^{204}PbS толщиной $450 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ изучались свойства радиоактивного распада изотопов ^{250}No и ^{249}No . (см. табл. 3). При энергии 225 МэВ за 8 дней облучения было зарегистрировано порядка 3000 событий деления, отнесенных к ^{250}No .

Временное распределение для основного и изомерного состояний ^{250}No показано на рис. 1. Время пролета ядер отдачи через сепаратор в среднем составляет величину на уровне 2 мкс, т.е.

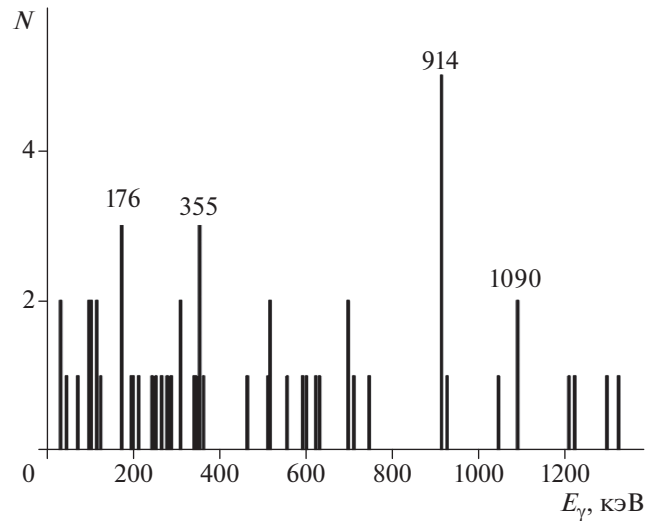


Рис. 2. Корреляционный спектр γ -квантов, регистрируемых при распаде изотопа ^{250}No . E_γ – энергия γ -квантов. N – число отсчетов.

часть короткоживущих изотопов распадается на лету. Кроме того, мертвое время электронной регистрирующей аппаратуры для ЯО–СД корреляций составляет величину порядка 3 мкс. Эти факторы приводят к некоторой отсечке по времени. Однако, поскольку эта отсечка носит постоянный характер, на вычисление периода полураспада для короткоживущего состояния она не влияет.

Период полураспада для основного короткоживущего состояния составил $T_{1/2} = 5.84 \pm 1.72$ мкс, а для изомерного $T_{m1/2} = 40.5 \pm 0.73$ мкс.

На рис. 2 приведен спектр гамма-квантов, видны линии на 914 и 1090 кэВ, разница между которыми составляет 176 кэВ. Пик с такой энергией также наблюдается на спектре. Линии 115 и 176 кэВ хорошо согласуются с тем, что ожидается увидеть в ротационном спектре основного состояния на основе известных данных по спектрам основных состояний изотопов ^{254}No и ^{252}No (рис. 3а и 3б соответственно). Полученные данные совпадают с результатами предыдущего эксперимента [11].

Для данных изотопов переход от $6+$ к $4+$ происходит от 159 кэВ в ^{254}No к 167 кэВ в ^{252}No , переход от $4+$ к $2+$ происходит с испусканием фотонов энергией 44 и 46 кэВ соответственно [12]. Исходя из этих данных можно представить схему распада ^{250}No , показанную на рис. 3в. Распад из $6+$ изомерного состояния сопровождается переходами 914 кэВ с мультипольностью $M1$ в $6+$ и 1090 кэВ с мультипольностью $E2$ в $4+$ основного состояния. Переход от $6+$ к $4+$ составляет 176 кэВ, от $4+$ к $2+$ – 115 кэВ и от $2+$ к $0+$ – ~ 49 кэВ.

В ходе ЯО– α – α – α корреляционного анализа в эксперименте был синтезирован новый изотоп

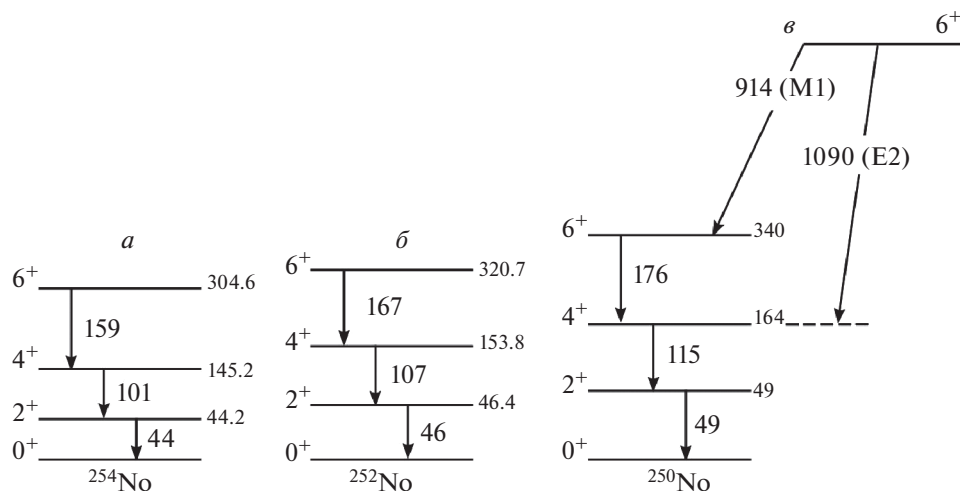


Рис. 3. Ротационный спектр основного состояния ^{254}No (а). Ротационный спектр основного состояния ^{252}No (б). Предположительная схема распада ^{250}No , основанная на полученных данных из эксперимента и существующих данных по ^{254}No и ^{252}No (в).

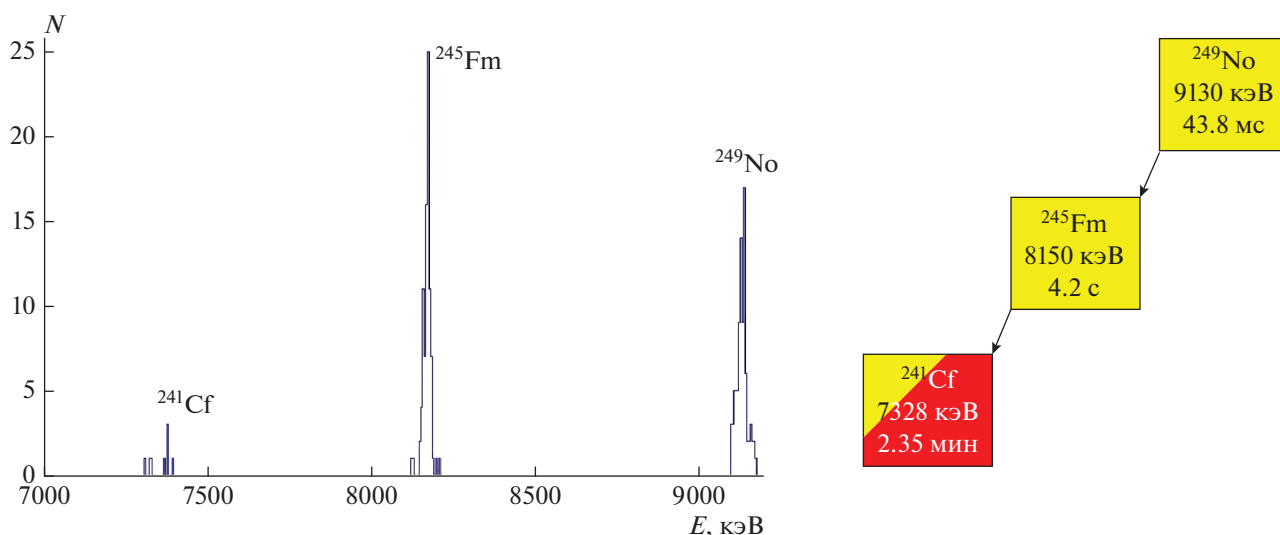


Рис. 4. Генетическая цепочка α -распада для ^{249}No . Слева показан коррелированный α -спектр, где N – число отсчетов, E – энергия α -частиц.

^{249}No . 244 события α -распада и 5 событий СД может быть отнесено к распаду ^{249}No . Оценка вилки на спонтанное деление составляет порядка $b_{\text{СД}} = 0.02^{+0.013}_{-0.009}$. Генетическая цепочка для ^{249}No показана на рис. 4. По предварительным данным энергия α -частиц, испускаемых ^{249}No лежит в диапазоне 9050–9200 кэВ с периодом полураспада 43.8 ± 3.7 мс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены предварительные результаты по изучению изомерного состояния ^{250}No и уточне-

ны некоторые свойства распада ^{256}Rf с использованием методики α , β , γ -спектроскопии, успешно реализуемой на кинематическом сепараторе SHELS. Весной 2019 года в ЛЯР ОИЯИ прошел запуск “Фабрики сверхтяжелых элементов”. Методы изучения, на основе которых проведен анализ данных, представленных в работе, позволяющий детально изучить структуру трансфермиевых элементов, является хорошей методологической основой при подготовке исследований структур изотопов сверхтяжелых элементов. На ускорителе DC–280, ток пучка будет примерно в 10 раз больше, чем на работающем циклотроне У-400. На фабрике СТЭ ЛЯР ОИЯИ планируется полу-

чение пучков тяжелых ионов с интенсивностью до 10 мкА [13]. Использование таких высокоинтенсивных пучков в сочетании с эффективными методиками и экспериментальными установками должно открыть доступ к изучению ядер, более близких к центру “острова стабильности”.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-52-15004).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еремин А.В., Попеко А.Г. // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35. № 4. С. 894; Yeremin A.V., Popeko A.G. // PEPAN. 2004. V. 35. No. 4. P. 480.
2. Еремин А.В., Попеко А.Г., Мальшев О.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1. С. 63; Yeremin A.V., Popeko A.G., Malyshev O.N. et al. // PEPAN Lett. 2015. V. 12. No. 1. P. 43.
3. Еремин А.В., Попеко А.Г., Мальшев О.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1. С. 74; Yeremin A.V., Popeko A.G., Malyshev O.N. et al. // PEPAN Lett. 2015. V. 12. No. 1. P. 35.
4. Hauschild K., Yeremin A.V., Dorvaux O. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2006. V. 560. P. 388.
5. Yeremin A., Popeko A.G., Malyshev O. et al. // Proc. VIII EXON (Kazan, 2016). P. 397.
6. Yeremin A.V., Belozarov A.V., Chelnokov M.L. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2005. V. 539. P. 441.
7. Свирихин А.И., Ерёмин А.В., Изосимов И.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13. № 4. С. 759; Svirikhin A.I., Yeremin F.V., Izosimov I.N. et al. // PEPAN Lett. 2016. V. 13. No. 4. P. 480.
8. Heßberger F.P., Münzenberg G., Hofmann S. et al. // Z. Phys. A. 1985. V. 321. P. 317.
9. Heßberger F.P., Hofmann S., Ninov V. et al. // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 415.
10. Heßberger F.P., Antalic S., Sulignano B. et al. // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 43. P. 55.
11. Еремин А.В., Попеко А.Г., Мальшев О.Н. и др. // ЯФ. 2020. Т. 83. № 4. С. 278.
12. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2>.
13. Dmitriev S., Itkis M., Oganessian Y. // EPJ Web Conf. 2016. V. 131. Art. No. 08001.

Spectroscopic study of decay properties of transfermium isotopes in Dubna

M. S. Tezekbayeva^{a, b, *}, A. V. Yeremin^{a, c}, O. N. Malyshev^{a, c}, A. V. Isaev^a, R. S. Mukhin^a,
A. A. Kuznetsova^a, A. G. Popeko^{a, c}, Yu. A. Popov^{a, c}, A. I. Svirikhin^{a, c}, E. A. Sokol^a, M. L. Chelnokov^a,
V. I. Chepigin^a, A. Lopez-Martens^d, K. Hauschild^d, O. Dorvaux^e, B. Gall^e, B. S. Sailaubekov^{a, b}

^aJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^bInstitute of Nuclear Physics, Almaty, 050032 Kazakhstan

^cState University “Dubna”, Dubna, 141982 Russia

^dIJCLab, IN2P3- CNRS, University Paris – Saclay, Orsay, 91400 France

^eHubert Curien Multi-Disciplinary Institute, IN2P3- CNRS, Strasbourg, 67200 France

*e-mail: tezekbaeva@jinr.ru

We present a data of ²⁵⁶Rf and ^{249, 250}No isotopes radioactive decay properties, which are produced in complete fusion reactions ⁵⁰Ti + ²⁰⁸Pb, and ⁴⁸Ca + ²⁰⁴Pb with subsequent neutron evaporation from the excited compound nucleus. High intensity beams of accelerated ⁴⁸Ca and ⁵⁰Ti heavy ions from the U-400 cyclotron and the SHELS kinematic separator were used in the experiments.