

## ИЗОСКЕЙЛИНГ И МОДЫ ДЕЛЕНИЯ В ВЫХОДАХ ИЗОТОПОВ Kr И Xe В ФОТОДЕЛЕНИИ АКТИНИДОВ

Дж. Р. Дрноюн<sup>а</sup>, В. И. Жеменик<sup>а,б,1</sup>, Г. В. Мышинский<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Институт ядерных исследований НАНУ, Киев

Выходы изотопов Kr и Xe в фотоделении  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$  были исследованы на изоскейлинговую зависимость. Показано наличие изоскейлинга в случае Kr. В случае Xe обнаружено влияние на изоскейлинг мод деления STI и STII, соответствующих нейтронным оболочкам  $N = 82$  и  $N = 88$ .

The Kr and Xe isotope yields at the photofission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$  and  $^{248}\text{Cm}$  were tested for the isoscaling behavior. In contrast with obvious isoscaling in the case of Kr, in the case of Xe the interplay of the STI and STII fission modes, governed by  $N = 82$  and  $N = 88$  neutron shells, results in a rather complicated situation.

PACS: 24.75.+i; 25.85.Jg

Изоскейлинг — экспоненциальная зависимость отношения выходов  $R$  изотопов с одинаковым количеством нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  из двух различных мишеней 1 и 2:

$$R = \frac{Y_1(N, Z)}{Y_2(N, Z)} = C \exp(\alpha N + \beta Z), \quad (1)$$

где  $C$  — нормировочный коэффициент;  $\alpha$  и  $\beta$  — параметры изоскейлинга.

Если рассматривать выходы изотопов каждого элемента по отдельности, эта зависимость сводится к виду  $\ln(R) \sim \alpha N + \text{const}$ , т. е. к прямой линии.

Впервые это явление было изучено для реакций мультифрагментации, расщепления, глубоконеупругих передач при энергиях в десятки МэВ/А [1] и было связано с закономерностями в выходах продуктов ядерных реакций на мишенях с одинаковым числом протонов и различным числом нейтронов. Как было предсказано в [2] и подтверждено на основе экспериментальных данных в [3], аналогичные закономерности наблюдаются и для отношений выходов изотопов из мишеней с различным  $Z$ . Применение формализма изоскейлинга впоследствии было расширено и в область низких энергий, в частности, для описания процесса деления ядер [4, 5]. Это неудивительно, поскольку с математической

---

<sup>1</sup>E-mail: laser@jinr.ru

точки зрения изоскейлинг обязан наблюдаться всегда, когда выходы продуктов реакций из разных мишеней описываются распределениями Гаусса с равными ширинами.

Предпринятый в работе [5] анализ выходов осколков деления в ряде реакций на изоскейлинг, в целом весьма успешный, сталкивается с трудностями в описании нескольких областей ядер. Так, для пары  $^{233,238}\text{U}$  это области с центрами около 62 и 80 нейтронов. В какой мере эти трудности связаны с влиянием ядерных оболочек, как это предполагают авторы работ [4, 5], а в какой являются следствием того, что используемые в расчетах выходы представляют собой компиляцию результатов многих независимых экспериментов, осуществленную в [6]? Или, наоборот, использованная в последней работе методика согласования независимых результатов, включающая приведение зарядового распределения для данной массы к единообразному гауссоподобному виду, обеспечила успех изоскейлинговой модели? Эти вопросы не имели бы такого значения, если бы нарушения изоскейлинга наблюдались в окрестности всех нейтронных оболочек, но, например, оболочка  $N = 50$  не оказывает на него сколь-нибудь заметного влияния для указанной пары мишеней.

Накопленные нами экспериментальные данные по независимым выходам изотопов  $^{89-93}\text{Kг}$  и  $^{135,137-143}\text{Xe}$  в фотodelении ряда актинидов ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$ ) потоком тормозных гамма-квантов с граничной энергией 25 МэВ [7–12] обеспечили необходимую фактологическую базу для ответа на эти вопросы. Полученные с помощью единой методики переноса гелиевой струей отфильтрованных газообразных

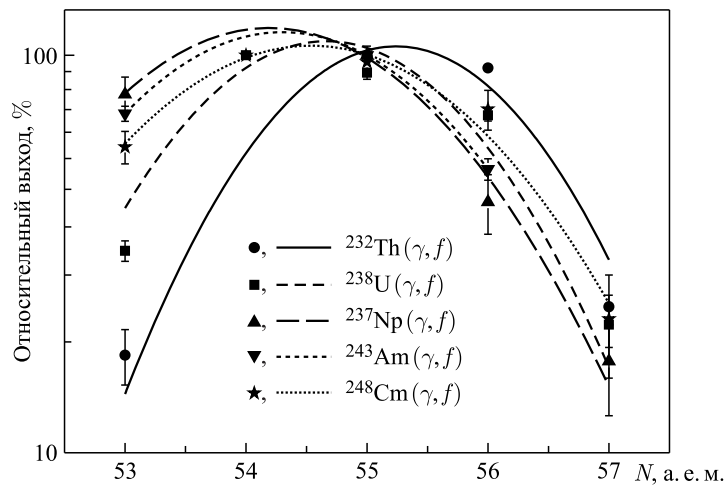


Рис. 1. Относительные выходы изотопов Кг в фотodelении актинидов

Таблица 1. Параметры распределений Гаусса (центр  $A$  и дисперсия  $\sigma$ ), описывающих выходы изотопов Кг

Параметр	Мишень				
	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{237}\text{Np}$	$^{243}\text{Am}$	$^{248}\text{Cm}$
$A$ , а. е. м.	$91,27 \pm 0,19$	$90,92 \pm 0,13$	$90,82 \pm 0,11$	$90,31 \pm 0,15$	$90,58 \pm 0,12$
$\sigma$ , а. е. м.	$1,08 \pm 0,19$	$1,29 \pm 0,11$	$1,24 \pm 0,09$	$1,42 \pm 0,15$	$1,47 \pm 0,14$

продуктов деления и их вымораживания в азотном криостате [13] выходы изотопов Kг измерены для чисел нейтронов  $N = 53-57$ , где изокейлинговый подход дал отличные результаты в работе [5]. Выходы изотопов Хе измерены для  $N = 81-89$  и попадают в одну из «проблемных» областей.

Следует отметить, что распределения выходов изотопов Kг из всех исследованных нами мишеней хорошо описываются гауссианами (рис. 1) с достаточно близкими ширинами (табл. 1), как это предсказывает модель жидкой капли. В случае Хе выходы изотопов с числом нейтронов больше 86 из некоторых мишеней находятся выше кривой Гаусса (рис. 2). Наиболее отчетливо это проявляется для нептуния и америция. Кроме того, разброс ширин распределений выходов изотопов Хе из разных мишеней (табл. 2) заметно больше, чем в случае Kг.

Как и следовало ожидать, выходы изотопов Kг из всех мишеней демонстрируют изокейлинговое поведение. Как пример, на рис. 3 приведены отношения выходов из всех использовавшихся мишеней к выходу из  $^{238}\text{U}$ . Полученные фитированием параметры изокейлинга  $\alpha$  представлены в табл. 3. Знак  $\alpha$  определяется тем, левее или правее располагается центр  $A$  данного распределения относительно распределения выходов из урана. Так,  $A_{\text{Th}} > A_{\text{U}}$  и соответствующий коэффициент положительный, а центр распре-

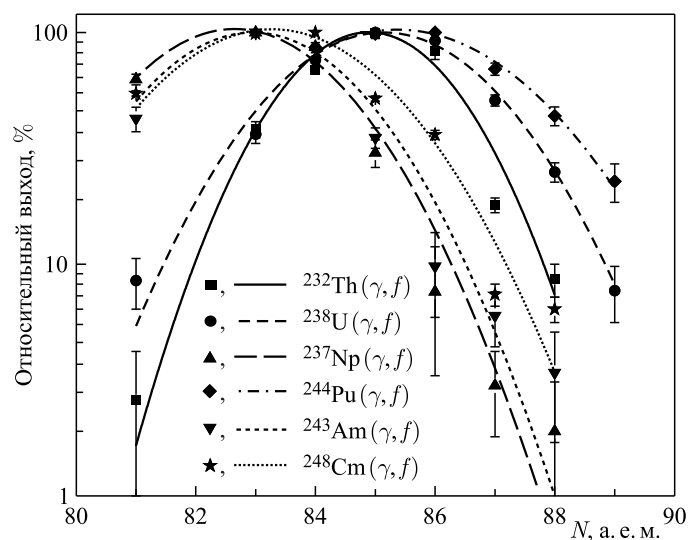


Рис. 2. Относительные выходы изотопов Хе в фотоделении актинидов

Таблица 2. Параметры распределений Гаусса (центр  $A$  и дисперсия  $\sigma$ ), описывающих выходы изотопов Хе

Параметр	Мишень					
	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{237}\text{Np}$	$^{244}\text{Pu}$	$^{243}\text{Am}$	$^{248}\text{Cm}$
$A$ , а. е. м.	$139,11 \pm 0,09$	$139,23 \pm 0,05$	$136,68 \pm 0,11$	$139,25 \pm 0,09$	$136,91 \pm 0,07$	$137,11 \pm 0,14$
$\sigma$ , а. е. м.	$1,12 \pm 0,09$	$1,60 \pm 0,05$	$1,57 \pm 0,12$	$2,12 \pm 0,11$	$1,46 \pm 0,06$	$1,84 \pm 0,14$

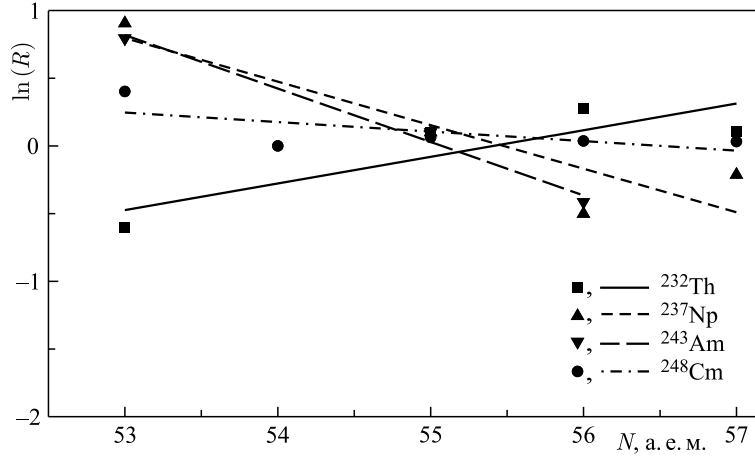


Рис. 3. Зависимость  $\ln(R)$  для изотопов Kr, базовая мишень —  $^{238}\text{U}$

Таблица 3. Параметр изоскейлинга  $\alpha$  и соответствующая ему температура  $T$  для выходов изотопов Kr из различных мишеней относительно мишени из  $^{238}\text{U}$

Параметр	Мишень			
	$^{232}\text{Th}$	$^{237}\text{Np}$	$^{243}\text{Am}$	$^{248}\text{Cm}$
$\alpha$	0,20	-0,32	-0,39	-0,07
$T$ , МэВ	1,0	0,9	16,3	1,9

деления для всех остальных мишеней меньше  $A_U$ , и для них  $\alpha$  отрицательный.

Для процесса деления, в рамках модели жидкой капли, коэффициент изоскейлинга  $\alpha$  можно аппроксимировать выражением [4]

$$\alpha = \frac{4C_{\text{sym}}}{T} \left[ \left( \frac{Z_1 - z}{A_1 - a} \right)^2 - \left( \frac{Z_2 - z}{A_2 - a} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где  $a, z$  — массовое число и заряд осколка;  $C_{\text{sym}} = 23,4$  МэВ — жидкокапельный коэффициент для энергии симметрии;  $A_{1,2}, Z_{1,2}$  — массовое число и заряд сравниваемых ядер мишеней;  $T$  — температура делящихся ядер, предполагаемая одинаковой.

Поскольку центры изотопных распределений Kr из разных мишеней находятся около  $A = 91$  (табл. 1), мы вычислили с помощью формулы (2) значения температуры, соответствующие найденным нами коэффициентам изоскейлинга для массы  $a = 91$ . К сожалению, эти значения зачастую оказываются отрицательными. Чтобы все-таки описать полученные результаты с помощью жидкокапельной модели, мы вычислили точное выражение для коэффициента изоскейлинга в рамках усовершенствованной модели жидкой капли [14] с помощью развитого в [4] подхода. Выходы осколков с массовым числом  $a$  и зарядом  $z$  из мишени с массовым числом  $A$ , зарядом  $Z$  и температурой  $T$  брались из [4] в виде

$$Y(a, z, A, Z, T) \sim \exp \left( \frac{BE(a, z) + BE(A - a, Z - z)}{T} \right), \quad (3)$$

где

$$BE(A, Z) = a_v \left\{ 1 - k \left( \frac{A - 2Z}{A} \right)^2 \right\} A - a_s \left\{ 1 - k \left( \frac{A - 2Z}{A} \right)^2 \right\} A^{2/3} - \frac{a_c Z^2}{A^{1/3}} + a_p A^{-1/2} + \frac{c_d Z^2}{A},$$

численные значения параметров модели  $a_v$ ,  $a_s$ ,  $a_c$ ,  $a_p$ ,  $c_d$  и  $k$  брались из работы [2], где они были получены путем фитирования значений экспериментально измеренных масс 2920 ядер.

Поскольку температура делящихся ядер больше не предполагалась одинаковой, определить ее только из параметров изоскейлинга в выходах Kг невозможно. Мы воспользовались тем, что при делении ядра  $^{232}\text{Th}$  дополнительным к Kг осколком будет Хе. Так как Kг и Хе образуются в одном акте деления, температура материнского ядра тория в точке разрыва, вычисленная из параметров изоскейлинга в выходах Kг, должна совпадать с температурой, вычисленной из параметров изоскейлинга в выходах Хе, даже если она отличается для разных мод деления. Заряд ядра урана всего на 2 единицы больше заряда тория, поэтому аналогичное предположение справедливо и для деления урана. Решение соответствующей системы уравнений позволило получить значения температуры для урана и тория.

Затем с использованием коэффициентов изоскейлинга в выходах Kг были вычислены значения температуры для остальных ядер-мишеней (табл.3). Полученные результаты свидетельствует о том, что жидкокапельная модель без учета оболочечных поправок не может применяться для описания изучаемых процессов при низких энергиях возбуждения, по крайней мере, в области асимметричного деления ядер.

Если в области  $N = 53-57$  мы наблюдаем изоскейлинговое поведение выходов осколков, аналогичное наблюдавшемуся в работе [5], то в области  $N = 81-89$ , где мы исследовали поведение выходов изотопов Хе, картина более сложная. Здесь можно выделить две группы мишеней, в одну из которых входят  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{244}\text{Pu}$ , а в другую —  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Внутри каждой из групп отношения выходов демонстрируют ожидаемый изоскейлинг (рис. 4), однако при сравнении выходов для любой пары мишеней из разных групп линия  $\ln R(N)$ , оставаясь прямой, испытывает излом при  $N \sim 86$ , и коэффициент  $\alpha$  скачкообразно меняется — в некоторых случаях меняется даже его знак (рис. 5). Это еще раз подчеркивает роль в процессе деления оболочечных эффектов, ответственных за возникновение несимметричных делительных мод — STI под влиянием оболочки  $N = 82$  и STII под влиянием оболочки  $N = 88$ .

В случае с мишенями из  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{244}\text{Pu}$  STII-мода доминирует во всем диапазоне измеренных выходов изотопов Хе. Центр изотопного распределения осколков при переходе к более тяжелым мишеням практически не сдвигается, но его ширина при этом заметно растет.

В случае с мишенями из  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$  выходы осколков с числом нейтронов  $N > 86$  также определяются модой STII, но для осколков с  $N < 86$  доминирующей модой становится STI. Центр изотопного распределения для этой группы мишеней заметно — на 2,3 а. е. м. — сдвинут относительно первой группы в сторону долины  $\beta$ -стабильности, а его ширина меняется мало. Переход от моды STI к STII для всех трех мишеней происходит при примерно тех же значениях  $N$ .

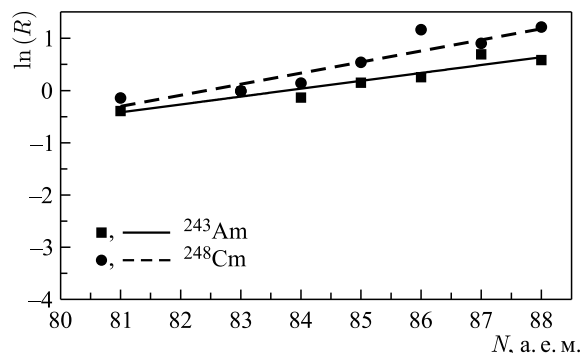


Рис. 4. Изоскейлинговое поведение выходов изотопов Хе из  $^{243}\text{Am}$  и  $^{248}\text{Cm}$  относительно  $^{237}\text{Np}$

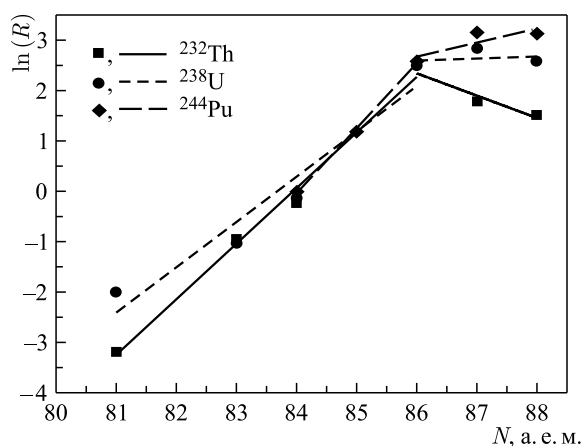


Рис. 5. Две области изоскейлинга в выходах изотопов Хе из  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{244}\text{Pu}$  относительно  $^{237}\text{Np}$

Итак, излом в зависимости  $\ln R(N)$  возникает в том случае, когда для одной из сравниваемых мишеней доминирующая мода деления меняется, а для другой остается неизменной. В результате отношения  $\ln R(N)$  для мишеней внутри указанных двух групп демонстрируют обычный изоскейлинг, а для мишеней из разных групп наблюдается более или менее выраженное его нарушение, соответствующее изменению доминирующего механизма образования осколков во второй группе. При этом синхронная смена моды деления в обеих сравниваемых мишенях никак не отражается на поведении  $\ln R(N)$ .

Изучение изотопического эффекта позволяет просто и наглядно обнаруживать оболочечные эффекты в выходах продуктов ядерных реакций при низких энергиях, в частности в процессе деления ядер.

В то же время для проведения подобного исследования необходимо привлекать как можно больший экспериментальный материал, поскольку в некоторых случаях параметры изотопических распределений могут меняться для разных мишеней синхронно, что маскирует влияние оболочек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tsang M. B. et al.* Isotopic Scaling in Nuclear Reactions // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86, No. 22. P. 5023–5026.
2. *Souza S. R et al.* Mass Parametrizations and Predictions of Isotopic Observables // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. 051602(R).
3. *Andronenko M. N., Andronenko L. N., Neubert W.* Isotope Ratios and Isoscaling of Spallation Products in  $p(1\text{ GeV}) + A$  Reactions // *Eur. Phys. J. A.* 2007. V. 31. P. 125–134.
4. *Friedman W. A.* Isotopic Yields and Isoscaling in Fission // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. 031601(R).
5. *Veselsky M., Souliotis G. A., Jandel M.* Isoscaling Studies of Fission: A Sensitive Probe into the Dynamics of Scission // *Ibid.* 044607.
6. *England T. R., Rider B. F.* Evaluation and Compilation of Fission Product Yields. LANL Report LA-UR-94-3106 ENDF-349. 1994.
7. *Гангрский Ю. П. и др.* Независимые выходы изотопов Хе при фотоделении  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 6[103]. С. 5–11.
8. *Гангрский Ю. П. и др.* Независимые выходы изотопов Кг и Хе при фотоделении тяжелых ядер // ЯФ. 2003. Т. 66, № 7. С. 1251–1258.
9. *Гангрский Ю. П. и др.* Выходы изотопов криптона при фотоделении  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67, № 10. С. 1475–1478.
10. *Гангрский Ю. П. и др.* Независимые выходы осколков Кг и Хе при фотоделении  $^{237}\text{Np}$  // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68, № 8. С. 1250–1254.
11. *Гангрский Ю. П. и др.* Выходы осколков при спонтанном и фотоделении  $^{248}\text{Cm}$  // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2, № 2(125). С. 44–49.
12. *Гангрский Ю. П. и др.* Независимые выходы изотопов Кг и Хе в делении нечетных ядер  $^{237}\text{Np}$  и  $^{243}\text{Am}$  // ЯФ. 2005. Т. 68, № 9. С. 1475–1478.
13. *Гангрский Ю. П. и др.* Установка для быстрой транспортировки и измерения спектров радиоактивного излучения осколков деления ядер // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68, № 2. С. 173–177.
14. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* Nuclear Masses and Deformations // *Nucl. Phys.* 1966. V. 81. P. 1.

Получено 12 ноября 2015 г.