

УДК 539.17.01, 539.173

## ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Д. О. Еременко, В. А. Дроздов, С. Ю. Платонов, О. В. Фотина,  
М. Х. Эсламизаде, О. А. Юминов  
(НИИЯФ)

E-mail: eremenko@p6-lnr.sinp.msu.ru

**В рамках динамико-статистической модели проведен анализ экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления для реакций  $\alpha + {}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{237}\text{Np}$  при  $E_\alpha = (20 \div 100)$  МэВ, вероятностям деления изотопов Am и выходам изомеров формы для реакций  $d + {}^{242,240}\text{Pu}$  при  $E_d = (20 \div 30)$  МэВ. Обнаружено, что влияние оболочечных эффектов на структуру барьера деления сохраняется вплоть до энергий возбуждения  $(50 \div 60)$  МэВ.**

### Введение

В настоящей работе показано, что предложенная нами ранее динамико-статистическая модель вынужденного деления [1] обеспечивает возможность согласованного описания экспериментальных данных в широкой области энергий возбуждения. С этой целью проанализированы экспериментальные данные по угловым распределениям осколков деления для реакции  $\alpha + {}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{237}\text{Np}$  при  $E_\alpha = (20 \div 100)$  МэВ, вероятностям деления ядер изотопов Am и выходам изомеров формы для реакций  $d + {}^{242,240}\text{Pu}$  при  $E_d = (20 \div 30)$  МэВ. Кроме того, показано, что анализ угловых распределений осколков вынужденного деления в рамках динамико-статистической модели открывает новые перспективы в изучении температурной зависимости оболочечных эффектов.

### Модель

Основой предложенной в [1] модели являются комбинированные динамические и статистические расчеты с использованием метода Монте-Карло для выбора канала распада возбужденного ядра. Вероятности распада по различным каналам задавались соотношениями между значениями соответствующих ширин, которые в случае эмиссии легких частиц ( $n$ ,  $p$  и  $\alpha$ ) и  $\gamma$ -квантов рассчитывались в рамках формализма Хаузера–Фешбаха. Ширины распада по каналу деления (для двугорбого барьера деления ширины, связанные с переходами через внутренний и внешний барьеры) рассчитывались по соотношениям Бора–Уиллера с учетом поправки Крамерса [2]. В случае двугорбого барьера деления при переходе системы из первой потенциальной ямы во вторую дальнейшая эволюция делящегося ядра моделировалась с помощью системы стохастических уравнений Ланжевена [2]. При этом в качестве коллективной переменной использовалось расстоя-

ние между центрами масс формирующихся фрагментов  $r$ . Моделирование процесса прохождения второй потенциальной ямы с помощью уравнений Ланжевена производилось до тех пор, пока делящаяся система не достигала второй седловой точки (такое событие регистрировалось как деление) или текущее время не превышало определенной величины, достаточно большой (см. ниже), чтобы гарантировать завершение всех известных релаксационных процессов во второй потенциальной яме [3]. В последнем случае распад возбужденного ядра, находящегося во второй потенциальной яме, снова рассматривался в рамках статистической теории ядерных реакций [4].

Потенциальная энергия делящегося ядра  $V(r, J, T)$  вычислялась как сумма потенциальных энергий жидкой капли  $V_{ld}(r, J)$  [4, 5] для вращающегося ядра с угловым моментом  $J$  и оболочечной поправки  $\delta\omega$ :

$$V(r, J, T) = V_{ld}(r, J) + \delta\omega(r) F(T),$$

где

$$F(T) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{T - T_0}{d}\right) \right]^{-1}$$

— функция, описывающая затухание оболочечных эффектов с ростом температуры  $T$ . Для параметров  $T_0$  и  $d$  использовались значения, полученные в [4]: 1.75 МэВ и 0.2 МэВ соответственно. Процедура получения деформационной зависимости оболочечных поправок  $\delta\omega(r)$ , используемая модель плотности уровней, а также некоторые другие детали модели подробно обсуждаются в [1]. Здесь же мы более подробно остановимся на методе расчета угловых распределений осколков деления.

Для решения этой задачи в качестве базового формализма использовался подход Халперна–Струтинского [5], в котором предполагается, что угловые распределения осколков деления определяются спектром каналов деления (характеризуемых

величиной проекции  $K$  углового момента  $\mathbf{J}$  на ось деления) в некоторой эффективной переходной точке на потенциальной поверхности  $r_{tr}$ . Обычно величина  $r_{tr}$  связывается с седловой конфигурацией делящегося ядра. При этом считается, что в этой точке распределение по  $K$  является равновесным, а в процессе дальнейшей эволюции системы остается неизменным. Последнее означает, что время релаксации  $\tau_K$  для степени свободы, связанной с  $K$ , существенно меньше времени, проводимого делящейся системой до седловой точки, и много больше времени перехода от седловой точки до точки разрыва. В [6] подход Халперна–Струтинского был обобщен на случай двугорбого барьера деления. При этом предполагалось, что время жизни ядра во второй потенциальной яме  $\tau_2$  существенно превышает время релаксации  $\tau_K$ , а угловые распределения осколков деления определяются суперпозицией двух вкладов, связанных с обеими седловыми точками. Однако в зависимости от температуры и глубины второй потенциальной ямы (а последняя, как известно, постепенно исчезает по мере роста температуры ядра [4])  $\tau_K$  может оказаться сравнимым по величине с  $\tau_2$ . В этом случае невозможно связать наблюдаемые угловые распределения осколков деления с какой-либо из седловых конфигураций [7], так как эффективные переходные состояния могут реализоваться в некоторой промежуточной точке. Значение коллективной координаты  $r$  в такой точке должно зависеть от величины отношения  $\tau_2/\tau_K$ . А именно в настоящей модели рассматривались следующие возможности. Первая —  $\tau_2/\tau_K < 1$ , тогда для  $r_{tr}$  выбиралось значение коллективной координаты во внутренней седловой точке двугорбого барьера деления. Вторая —  $\tau_2/\tau_K \gg 1$  (здесь полагалось  $\tau_2/\tau_K > 4$ ), за  $r_{tr}$  принималось значение  $r$  для внешней седловой точки. Во всех остальных случаях величина  $r_{tr}$  определялась методом, предложенным в [8], т. е. рассчитывалась как среднее  $\langle r \rangle$  для каждого интервала времени  $\tau_K$ . Последнее значение  $\langle r \rangle$  перед достижением внешней седловой точки принималось за эффективную переходную точку  $r_{tr}$ . Далее согласно подходу Халперна–Струтинского в эффективной переходной точке фиксировалось значение дисперсии распределения по  $K$

$$K_0^2 = \frac{T(r_{tr})}{\hbar^2} \frac{\mathfrak{S}_{\parallel}(r_{tr})\mathfrak{S}_{\perp}(r_{tr})}{\mathfrak{S}_{\parallel}(r_{tr}) - \mathfrak{S}_{\perp}(r_{tr})},$$

где  $T(r_{tr})$ ,  $\mathfrak{S}_{\parallel}(r_{tr})$  и  $\mathfrak{S}_{\perp}(r_{tr})$  — температура и моменты инерции аксиально-симметричного деформированного ядра в  $r_{tr}$ . В итоге угловые распределения осколков деления рассчитывались как среднее по ансамблю событий, связанных с достижением внешней седловой точки (делением):

$$W(\theta) = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} \sum_{K=-J_i}^{J_i} \frac{\frac{1}{2}(2J_i+1) \left| d_{0,K}^{J_i}(\theta) \right|^2 \exp(-K^2/2K_{0i}^2)}{\sum_{K=-J_i}^{J_i} \exp(-K^2/2K_{0i}^2)},$$

где  $N_f$  — число событий деления,  $d_{0,K}^{J_i}(\theta)$  — обобщенная сферическая функция Вигнера. Таким образом, в рамках предлагаемого подхода угловые распределения осколков деления определяются ансамблем точек во второй потенциальной яме, в которых реализуются эффективные переходные состояния. Вес каждой зависит от отношения  $\tau_2/\tau_K$ . Отметим, что в рамках предложенной схемы расчетов, по мере исчезновения второй потенциальной ямы с ростом температуры ядра, распределения по  $r_{tr}$  будут сужаться, и в итоге угловые распределения осколков деления будут определяться условиями в единственной седловой точке при полном затухании оболочечных эффектов.

### Анализ экспериментальных данных

В настоящей работе описанный выше подход, прежде всего, используется для анализа экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления для реакции  $\alpha + {}^{238}\text{U}$  при  $E_{\alpha} = (20 \div 100)$  МэВ [9]. Параметры плотности уровней, двугорбых барьеров деления и коэффициент ядерной вязкости  $\beta = 1.5 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  (входящий в уравнения Ланжевена) взяты из работы [1], где они были подобраны при описании экспериментальных данных по длительностям вынужденного деления, выходу изомеров формы в указанной реакции, а также по делимостям ядер — изотопов Рн. Значения времени релаксации  $\tau_K$  подобраны исходя из условий наилучшего описания экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений осколков деления,  $\tau_K = 8 \cdot 10^{-21} \text{ с}$ . Результаты

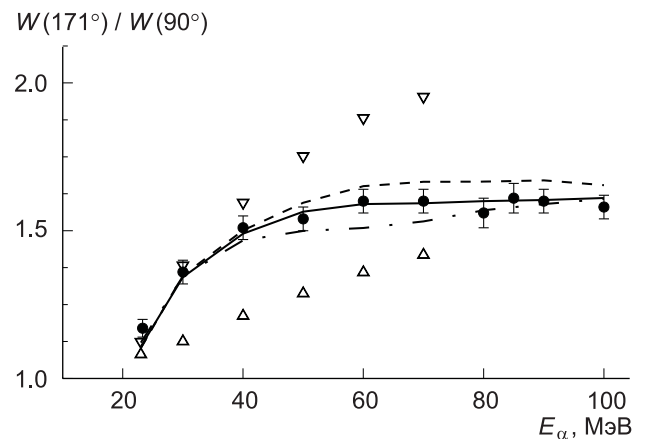


Рис. 1. Угловые распределения выхода осколков деления для реакции  $\alpha + {}^{238}\text{U}$ . Символы  $\bullet$  — экспериментальные данные [9]. Символы  $\Delta$  и  $\nabla$  — данные расчета, выполненного в предположении, что угловые распределения осколков деления определяются характеристиками ядра только в первой или второй седловых точках двугорбого барьера соответственно. Кривые — результаты расчетов в рамках предлагаемого подхода с  $T_0 = 2.0$  МэВ (короткий штрих), 1.75 МэВ (сплошная кривая) и 1.5 МэВ (штрих-пунктир)

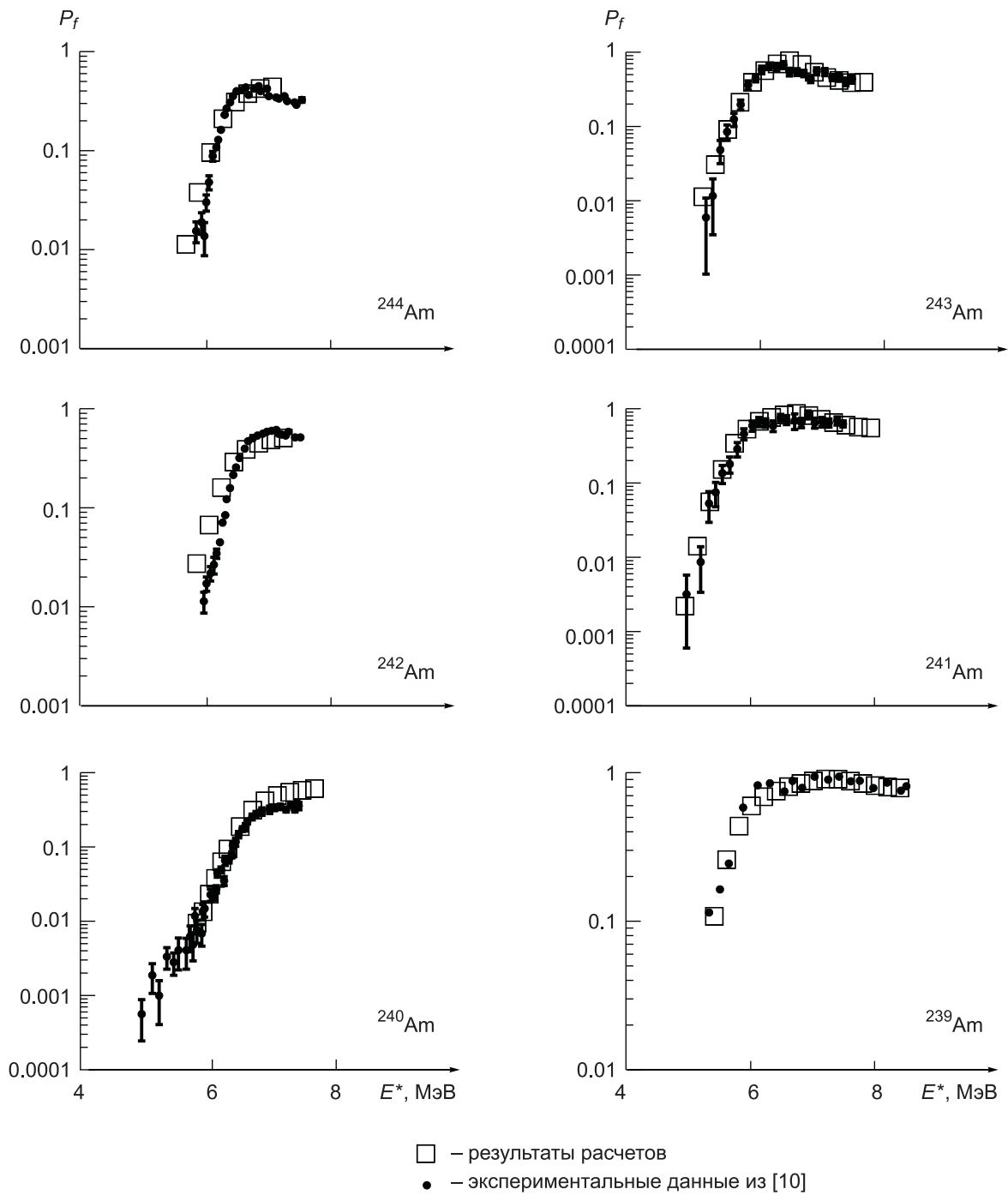


Рис. 2. Вероятности деления для ядер изотопов Am

**Параметры двугорбого барьера деления для ядер изотопов Am**

Ядро	Внутренний барьер, МэВ		Внешний барьер, МэВ		Глубина второй потенциальной ямы, МэВ	
	Настоящая работа	Систематика [11]	Настоящая работа	Систематика [11]	Настоящая работа	Систематика [11]
<sup>244</sup> Am	6.30	6.30 ± 0.20	5.40	5.40 ± 0.30	2.15	2.80 ± 0.40
<sup>243</sup> Am	6.00	5.90 ± 0.20	5.50	5.40 ± 0.30	2.15	2.30 ± 0.20
<sup>242</sup> Am	6.43	6.50 ± 0.20	5.30	5.40 ± 0.30	2.35	2.90 ± 0.20
<sup>241</sup> Am	5.90	6.00 ± 0.20	5.05	5.10 ± 0.30	2.40	2.20 ± 0.20
<sup>240</sup> Am	6.70	6.50 ± 0.20	5.40	5.20 ± 0.30	3.00	3.00 ± 0.20
<sup>239</sup> Am	5.80	6.20 ± 0.20	5.50	—	2.10	2.40 ± 0.20

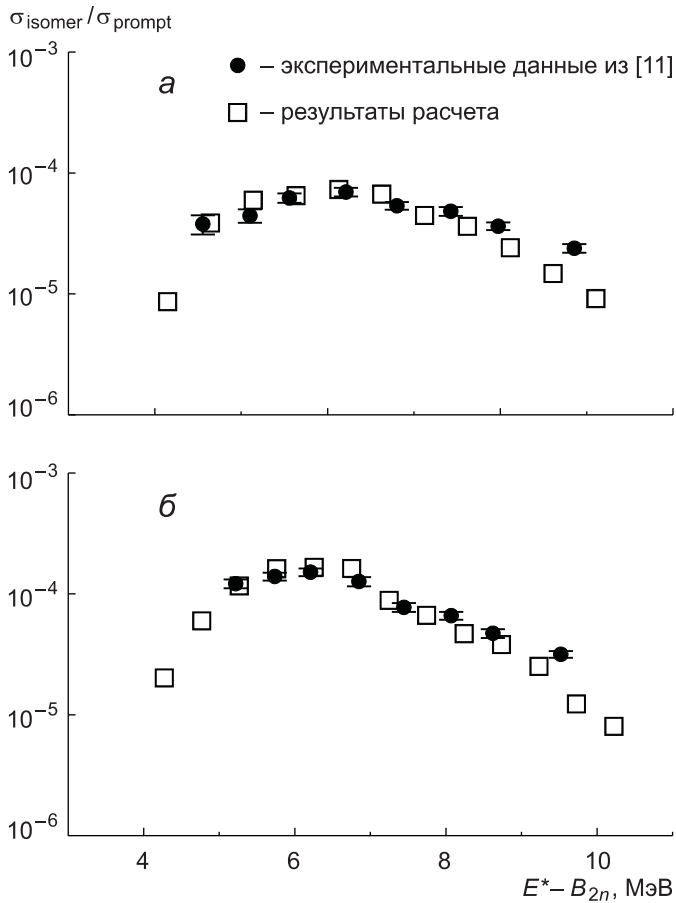


Рис. 3. Выход изомеров формы  $^{240m}\text{Am}$  (а) и  $^{242m}\text{Am}$  (б) для реакций  $d + ^{240,242}\text{Pu}$  соответственно. По оси абсцисс отложена энергия возбуждения ядра после эмиссии двух нейтронов

расчетов угловой анизотропии выхода осколков деления в рамках описанного здесь подхода для реакции  $\alpha + ^{238}\text{U}$  представлены на рис. 1. Там же представлены результаты расчетов, выполненных в предположении, что угловые распределения осколков деления определяются характеристиками ядра только в первой или второй седловых точках двугорбого барьера. Эти расчеты выполнены для энергий  $\alpha$ -частиц, соответствующих энергиям возбуждения, при которых еще существует двугорбая структура барьера деления  $^{242}\text{Pu}$ . Как видно из рисунка, при низких энергиях налетающих  $\alpha$ -частиц (20 ÷ 40) МэВ угловая анизотропия в основном определяется второй седловой точкой. Это связано с тем, что при невысоких энергиях возбуждения значительная часть событий деления соответствует условию  $\tau_2/\tau_K \gg 1$ . В целом экспериментальные значения анизотропии лежат между двумя указанными пределами. На этом же рисунке анализируется чувствительность результатов вычислений к выбору параметров функции затухания  $F(T)$ . Кривые, представленные на рис. 1, отличаются лишь выбором величины  $T_0$ , отвечающей за характерную температуру исчезновения оболочечных эффектов. Как и следовало ожидать, «выживание» оболочечных

эффектов до более высоких (низких) температур приводит к увеличению (уменьшению) анизотропии угловых распределений осколков деления. Использование функции затухания из [4] в расчетах приводит к хорошему согласию экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений осколков деления для рассматриваемой реакции. Следовательно, можно сделать вывод о сохранении влияния оболочечных эффектов на структуру барьера деления вплоть до энергий возбуждения 50–60 МэВ.

Кроме того, в настоящей работе предложенная схема расчетов угловых распределений осколков деления (и динамико-статистическая модель) апробируется на примере описания экспериментальных данных, связанных с делением ядер изотопов Аm. Так же как и в случае изотопов плутония [1], параметры двугорбых барьеров и плотности уровней для изотопов Аm были подобраны исходя из условия наилучшего описания экспериментальных данных по вероятностям деления  $^{244-239}\text{Am}$  [10] и выходам изомеров формы для реакций  $d + ^{242,240}\text{Pu}$  при  $E_d = (20 \div 30)$  МэВ [11]. При этом использовалось такое же значение коэффициента ядерной вязкости, как и в предыдущем случае. Достигнутый уровень описания упомянутых экспериментальных данных представлен на рис. 2, 3. Полученные параметры двугорбых барьеров деления ядер изотопов Аm представлены в таблице, где они сравниваются с данными известной систематики [11].

С определенными таким образом параметрами модели и функцией затухания из [4] анализировались экспериментальные данные по анизотропии угловых распределений осколков деления для реакции  $\alpha + ^{237}\text{Np}$  при  $E_\alpha = (24 \div 45)$  МэВ [12]. При этом с целью наилучшего описания экспериментальных данных (рис. 4) варьировалась величина  $\tau_K$ . В результате получено такое же значение, как и в случае реакции  $\alpha + ^{238}\text{U}$ , а именно  $\tau_K = 8 \cdot 10^{-21}$  с. Таким образом, результаты настоящего анализа свидетельствуют, что предложенная динамико-статистическая модель обеспечивает возможность согласованного описания разнообразных экспериментальных данных в широкой области энергий возбуждения для

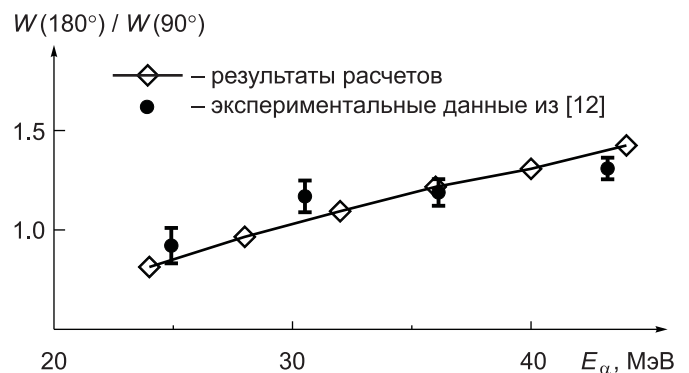


Рис. 4. Угловая анизотропия выхода осколков деления для реакции  $\alpha + ^{237}\text{Np}$

различных реакций, а представления о механизме формирования угловых распределений осколков деления, используемые здесь, вполне оправданны.

### Выводы

В настоящей работе предложенная ранее динамико-статистическая модель вынужденного деления тяжелых ядер, учитывающая явление ядерной диссипации, двугорбую структуру барьера деления и температурную зависимость оболочечной поправки, использована при анализе экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления для реакций  $\alpha + {}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{237}\text{Np}$  при  $E_\alpha = (20 \div 100)$  МэВ, вероятностям деления изотопов  $\text{Am}$  и выходам изомеров формы для реакций  $d + {}^{242,240}\text{Pu}$  при  $E_d = (20 \div 30)$  МэВ. Показано, что в угловых распределениях осколков деления проявление оболочечных эффектов в структуре барьера деления сохраняется вплоть до энергий возбуждения 50–60 МэВ.

### Литература

1. Эсламизадех М.Х., Дроздов В.А., Еременко Д.О. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 1. С. 24.

2. Abe Y., Ayik S., Reinhard P.-G., Suraud E. // Phys. Rep. 1996. **275**. P. 49.
3. Eremenko D.O., Platonov S.Yu., Fotina O.V. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 1995. **4**. P. 443.
4. Еременко Д.О., Платонов С.Ю., Фомина О.В., Юминов О.А. // Ядерная физика. 1998. **61**. С. 773.
5. Vandenbosch R., Huzenga J.R. Nuclear Fission. N. Y., 1973.
6. Eremenko D.O., Mellado B., Platonov S.Yu. et al. // J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 1996. **22**. P. 1077.
7. Ньютон Д.О. // Физ. элемент. частиц и атомного ядра. 1990. **21**. С. 821.
8. Eremenko D.O., Drozdov V.A., Fotina O.V. et al. // Ядерная физика. 2003. **66**. С. 1669.
9. Kapoor S.S., Baba H., Thompson S.G. // Phys. Rev. 1966. **149**. P. 965.
10. Back B.B., Britt H.C., Hansen O. et al. // Phys. Rev. C. 1974. **10**. P. 1948.
11. Lynn J.E., Bjørnholm S. // Rev. Mod. Phys. 1980. **52**. P. 725.
12. Coffin C.T., Halpern I. // Phys. Rev. 1958. **112**. P. 536.

Поступила в редакцию  
15.06.2007