

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons. Conceptual Design Report, GSI, 2001.
2. Sharkov B.Yu., Alexeev N.N., Churazov M.D. e.a. Heavy ion fusion energy program in Russia. — Nucl. Instrum. Meth. A, 2001, v. 464, № 1, p. 1—6.
3. Kanel G.I., Baumung K., Bluhm H., Fortov V.E. Possible applications of the ion beams technique for investigations in the field of equation of state. — Ibid., 1998, v. A 415, p. 509.
4. Vasina E., Bazin A., Afanas'eva V. e.a. Numerical investigation of targets for ion driver energy ~100 kJ some effects of ion stopping and energy deposition in cold and plasma targets. — In: 13th Intern. Symp. on Heavy Ion Inertial Fusion, San Diego, USA, March 13—17, 2000.
5. Lindl J. ICF: recent achievements and perspectives. — In: Intern. Symp. on Heavy Ion Inertial Fusion. Frascati (Italy), 1993.
6. Vasina E., Vatulín V., Golubev A., Hoffmann D. «Thick target» approach for precise measurement of total stopping ranges: motivation for experimental research. — In: GSI Annual Report 1998, High Energy Density in Matter Produced by Heavy Ion Beams, GSI-99-04, May 1999, p. 45.
7. Golubev A.A., Bakhmetjev I.E., Turtikov V.I. «Thick target» approach for precise measurement of total stopping ranges. — In: Inertial Fusion Sciences and Applications, 2000, v. 99, p. 572—575.
8. Bakhmetjev I., Fertman A., Golubev A. e.a. Research into the advanced experimental methods for precision ion stopping range measurements in matter. — Laser and Particle Beams, 2003, v. 21, p. 1—6.
9. Romanov Yu.A., Vatulín V.V. Results of investigations conducted by VNIIEF on a problem of heavy ion thermonuclear fusion. — In: Intern. Symp. on Heavy Ion Inertial Fusion. Princeton, USA, 1995.
10. Vatulín V., Afanas'ev V., Bazin A. e.a. Indirect fusion targets for heavy ion driven scenario: the investigation at VNIIEF. — Nucl. Instrum. Meth. A, 2001, v. 464, p. 38—44.
11. Rames R. e.a. European fusion target work. — Ibid., p. 45—51.
12. Ziegler J., Biersack J., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985.
13. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. М.: Энергоатомиздат, 1984.

Поступила в Редакцию 15.10.03

УДК 541.15:539.173

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ТРЕКОВ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ $^{235}\text{U}$ В ЛАВСАНОВЫХ ПЛЕНКАХ

Дворяшин А.М., Косарев С.А., Туманов А.А., Фурсов Б.И., Шорин В.С.  
(ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейтунского)

Успехи в разработке микро- и ультрафильтрационных полимерных трековых мембран на основе реакторной технологии [1] с целенаправленно формируемой структурой каналов зависят от знания характеристик треков, образуемых осколками деления  $^{235}\text{U}$  в полимерных материалах. Для этого важно знать функцию распределения  $F(L)$  длины трека  $L$  ( $F_\lambda(L) = P\{\lambda < L\}$ , где  $\lambda$  — случайная величина, непосредственно связанную с функцией распределения  $F_\lambda(R) = P\{\lambda < R\}$  по пробегу осколка  $R$  ( $R = L$ ). В первом приближении плотность распределения  $f(x - R_0)$  по пробегу  $x$  для отдельного осколка описывается функцией Гаусса [2] с параметрами  $R_0 = \langle x \rangle$  — средний пробег и  $\sigma_R$  — среднеквадратичный разброс пробега. Дифференциальная плотность распределения осколков деления с массовым числом  $A$  приближенно описывается двугорбым распределением [3] в виде суммы двух

гауссианов с параметрами  $A_k$  и  $\sigma_k^2$ , где индекс  $k = L, H$  относится к среднему легкому или среднему тяжелому осколку;  $\sigma_k^2$  — их дисперсия. Если пробег осколков  $R_0(A)$  является линейной функцией

$$R_0(A) = R_L - \alpha(A - A_L); \quad \alpha = (R_L - R_H)/(A_H - A_L), \quad (1)$$

где  $R_k = R_0(A_k)_{k=L,H}$ ,  $\sigma_R$  не зависит от массового числа  $A$ , то средняя по осколкам функция распределения

$$\begin{aligned} \bar{F}(R) &= \frac{1}{2} \{ F[(R - R_L)/\sqrt{2} d_L] + F[(R - R_H)/\sqrt{2} d_H] \} = \\ &= \frac{1}{4} \{ 2 + \Phi[(R - R_L)/\sqrt{2} d_L] + \Phi[(R - R_H)/\sqrt{2} d_H] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\Phi(z)$  — функция интеграла ошибок по переменной  $z$ ; параметр разброса  $d_k = (\sigma_R^2 + \alpha^2 \sigma_k^2)^{1/2}$ , где  $k = L, H$ . Отсюда следует, что для нахождения функции  $\bar{F}(R)$  достаточно знать  $R_L$ ,  $R_H$ ,  $d_L$ ,  $d_H$  (модель двух осколков). Эта информация была получена из данных о распределении  $\gamma$ -излучения осколков деления в лавсановых пленках и результатов электронной микроскопии по послойному анализу числа наблюдаемых треков.

В измерении  $\gamma$ -излучения использовали промышленные пленки толщиной 3, 8 и 12 мкм. Пакет пленок облучали в тепловой колонне реактора БР-10 на установке технологического комплекса по производству трековых мембран [1]. Она включала в себя мишень из делящегося вещества (слой металлического  $^{235}\text{U}$  толщиной  $0,4 \text{ мг/см}^2$ ), многосотовый коллиматор (соты в форме квадрата) с максимальной угловой апертурой  $30^\circ$  и пакет (прямоугольник  $80 \times 9 \text{ см}$ ) из лавсановых пленок. Массу осколка деления определяли по характерным  $\gamma$ -линиям дочерних продуктов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. На спектрометре СКС-50 с помощью Ge(Li)-детектора были измерены  $\gamma$ -спектры 17 осколков деления в диапазоне массового числа 91—151. В результате послойного анализа  $\gamma$ -спектров определены активность нуклида массой  $A$  в  $k$ -слое лавсанового пакета на глубине  $(x_k, x_k + h)$ , где  $h$  — толщина пленки, и доля  $\tilde{N}_k$  затормозившихся в слое осколков. Результаты измерений среднего пробега  $\langle x \rangle$  для пленок толщиной 3 мкм приведены в работе [4]. При этом распределение  $\tilde{N}_k$  описывалось функцией Гаусса  $N(x) = g[(x - R + t + \tau)/\sqrt{2} \sigma_R]$ , где  $R$  — пробег осколка для мишени нулевой толщины и случая нормального вылета осколков из мишени;  $t$ ,  $\tau$  — поправки на потери энергии осколка в мишени и угловое распределение осколков соответственно. Наблюдаемый пробег осколков  $\langle x \rangle = R - t - \tau$  в первом приближении при фиксированных параметрах  $A_L = 94,9$  и  $A_H = 138,7$  [3] описывается линейной функцией (1) массового числа  $A$  со следующими параметрами:  $R_L = 15,31 \text{ мкм}$ ,  $R_H = 11,55 \text{ мкм}$ ,  $\alpha = -0,086 \text{ мкм}$ .

Особенностью измеренного распределения  $\tilde{N}_k$  является явная асимметрия в сторону малого пробега и большая дисперсия по сравнению с теоретическими оценками. Так, для осколка массой  $A = 143$  первые два момента распределения  $\tilde{N}_k$   $\langle x \rangle = 10,7$  мкм,  $\sigma_x = 1,75$  мкм. В то же время расчеты по программе SRIM-2003.10 [5] для случая нормального падения иона на слой пленки показали, что  $\sigma_R = 0,56$  мкм, полный разброс пробега с учетом разброса средней кинетической энергии осколка [3] составляет  $\sigma_x = 0,8$  мкм. Учет функции углового распределения осколков, имеющей вид [6]  $G(\mu) = \langle \mu \rangle^{-1} \exp[-\mu/\langle \mu \rangle]$ , где  $\mu = 1 - \cos\theta$ ;  $\langle \mu \rangle$  — среднее значение, смещает наблюдаемый пробег на  $\tau = \langle R \rangle \langle \mu \rangle$ . Для рабочего коллиматора [1]  $\langle \mu \rangle = 0,038$ . В результате для осколка  $^{143}\text{Ba}$  начальной энергией  $E_0 = 62$  МэВ имеем  $\tau = 0,61$  мкм. При этом появляется небольшая асимметрия, разброс пробега  $\sigma_x$  достигает 1 мкм. Учет неопределенности толщины пленки  $\sigma = 0,15$  мкм не снимает отмеченных расхождений. Поэтому для лучшего согласия с экспериментом была построена теоретическая модель, более строго учитывающая энергетический спектр и процессы торможения осколков деления.

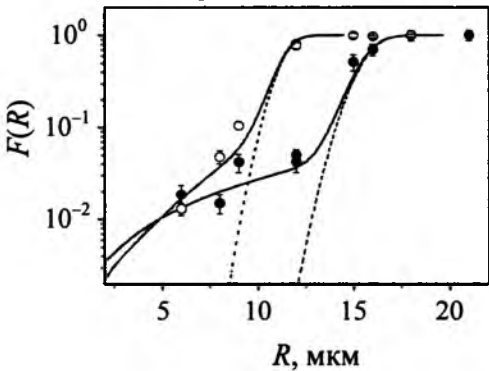
В эксперименте наблюдаемое распределение  $\tilde{N}_k$  является суперпозицией распределений для предшествующих измеряемому осколку деления изобар в цепочке  $\beta$ -распадов [3]. Результаты моделирования по программе SRIM-2000 пробега ионов в лавсане показали, что плотность распределения  $f(R)$  по пробегу  $R$ , полученная усреднением по заряду осколков в цепочке  $\beta$ -распадов, отличается от функции Гаусса, причем как для отдельных ионов, так и для усредненного осколка. Она хорошо описывается распределением с тремя параметрами  $R_0$ ,  $a$  и  $\sigma$  [7]:

$$f(R) = (2a)^{-1} \exp(R - R_0 + \delta/a) \left[ 1 + \Phi(R - R_0 + 2\delta/\sqrt{2}\sigma) \right], \quad (3)$$

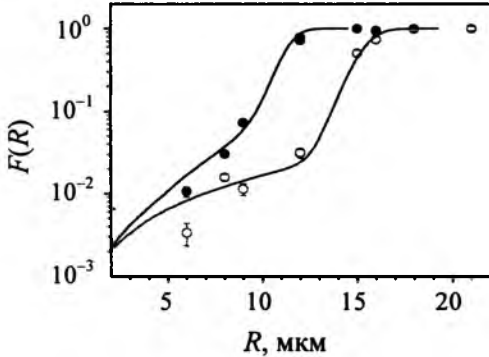
где  $\delta = (2a)^{-1}\sigma^2$ , для которого средний пробег, дисперсия и коэффициент асимметрии равны  $R_0 - a$ ,  $\sigma^2 + a^2$ ,  $-2(1 + \sigma^2/a^2)^{-3/2}$  соответственно. Распределение (3), полученное сверткой  $\exp$ -распределения с параметром  $a$  и гауссового распределения с параметром  $\sigma$ , моделируется с помощью случайной величины  $\lambda$ , соответствующей пробегу  $R$ , равной сумме двух независимых случайных чисел, одно из которых подчиняется  $\exp$ -распределению, другое — гауссовому. Для эффективного осколка деления массой  $A = 143$  и энергией 62 МэВ найдены параметры функции (3)  $R_0 = 13,4$  мкм,  $a = 0,303$ ,  $\sigma = 0,344$ , в случае  $A = 95$  и  $E_0 = 90$  МэВ они равны 17,04 мкм, 0,310 и 0,252 соответственно. Расчеты показали, что в широком диапазоне начальной энергии ионов параметры  $\sigma$  и  $a$  слабо зависят от энергии. Поэтому в задаче подгонки использовали распределение (3) с одним свободным параметром  $r_0 = R_0/\varphi(E_0)$ . Функцию  $\varphi(E_0)$  находили степенной аппроксимацией результатов расчетов по программе SRIM-2003.

Асимметрию распределения  $\tilde{N}_k$  можно объяснить наличием в энергетическом спектре осколков фонового низкоэнергетического «хвоста» за счет многократного рассеяния ионов на стенках коллиматора. Его доля  $\beta$  вводилась как свободный параметр, форма задавалась либо равномерным по энергии спектром, либо спектром типа (3). Моделирование [7] учитывало геометрию эксперимента, потери энергии иона в мишени, дисперсию полной кинетической энергии деления и распределение проектируемого пробега осколка в лавсане. Расчетное распределение сравнивали с экспериментальным, и методом подгонки находили параметры  $R_0$  и  $\beta$ .

Функция  $F(R)$  и результаты измерений с разной толщиной слоя приведены на рис. 1. Для осколка массой  $A = 143$  оптимальное описание достигается при  $R_0 = 12$  мкм (исходная энергия  $E_0 = 65$  МэВ) и  $\beta = 0,11$ . Получены следующие значения характерных величин:  $\langle x \rangle = 11,22$  мкм,  $\tau = 0,44$  мкм,  $\sigma_x = 1,42$  мкм,  $t = 0,48$  мкм. Заметим, что величина  $\langle R \rangle$ , рассчитанная по программе SRIM-2003 для иона  $^{143}\text{Ba}$ , равна 16,51 мкм. Видно, что учет фона низкоэнергетических ионов



Р и с. 1. Результаты измерения функции  $F(R)$  для осколков деления с  $A = 95$  (○) и  $A = 143$  (●) в лавсановых пленках: —, — — — моделирование с учетом и без учета фоновых ионов соответственно



Р и с. 2. Результаты измерения функции  $F(R)$  для осколков деления с  $A = 99$  (○) и  $A = 140$  (●) и расчета с  $A = 95$  и  $A = 143$  (—) соответственно

позволяет согласовать данные в пределах ошибок между собой. Этот вывод подтверждается и для осколков с  $A = 95$ . Здесь получено  $\langle R \rangle = 15,7$  мкм для исходной энергии  $E_0 = 89$  МэВ. Расчеты по программе SRIM-2003 дают, как и в случае  $A = 143$ , более высокие значения  $R = 19,11$  мкм. Наблюдаемый пробег равен 15,2 мкм, в работе [4] — 15 мкм. Расчетное значение  $\sigma_x$  равно 1,96 мкм, экспериментальное — 1,77 мкм. Качество описания данных здесь гораздо лучше, чем для  $A = 143$ , причем фоновая часть  $\beta$  в 2 раза меньше. Эквивалентная толщина мишени  $t$  равна 1 мкм.

Результаты измерения пробега осколков деления массой  $A = 99$  и  $A = 140$  приведены на рис. 2. Поскольку пробег  $\langle x \rangle$  в пределах ошибок совпадает с приведенным в работе [4], то качество описания данных хорошее, причем данные для разной толщины пленки согласуются между собой. Гипотеза фоновых осколков также подтверждается.

Одним из результатов моделирования был расчет поправок на потери энергии осколка в мишени и их угловое распределение, что позволило вычислить пробег

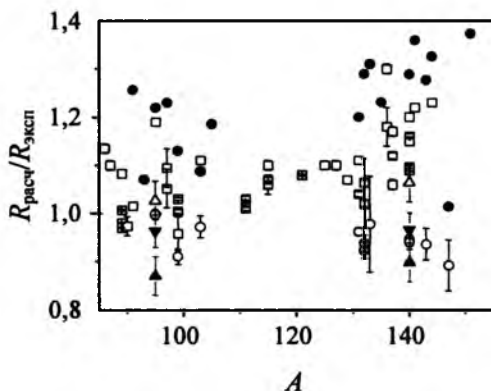
для мишени нулевой толщины и случая нормального вылета осколков из мишени. Скорректированный пробег  $R = \langle x \rangle + t + \tau$  в среднем на 20% ниже результатов расчетов по программе SRIM-2003 и в зависимости от массового числа описывается линейной функцией (1) с параметрами  $R_L = 16,9$  мкм,  $R_H = 12,7$  мкм,  $\alpha = -0,096$  мкм (рис. 3). В то же время экспериментальные данные для других веществ согласуются с расчетами в пределах 10%.

Найденные функции распределения  $F(R)$  для осколков деления массой, близкой к  $A_L$  и  $A_H$ , и почти линейная зависимость пробега  $\langle x \rangle$  от массового числа позволяют построить функцию распределения среднего пробега (средней длины трека), которая в приближении (2) равна свертке двух распределений:

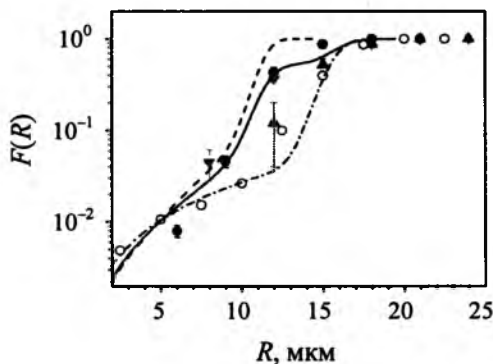
$$\bar{F}(R) = \frac{1}{2} [F(x - R_L) + F(x - R_H)] g(x - R / \sqrt{2} \alpha \sigma_A). \quad (4)$$

Для реального массового распределения продуктов деления [3] и линейной зависимости  $R(A)$  параметры формулы (4) такие:  $R_L = 15,31$  мкм,  $R_H = 11,56$  мкм,  $\alpha \sigma_A = 0,464$  мкм. Функции  $F(x - R_L)$  и  $F(x - R_H)$  были получены простым сдвигом соответствующих функций  $F(R)$  для осколков деления с  $A = 143$  и  $A = 95$  с характерными значениями  $\langle x \rangle = 15,1$  мкм и  $\langle x \rangle = 11,22$  мкм соответственно. Результирующая кривая  $\bar{F}(R)$  приведена на рис. 4 и согласуется с данными о распределении суммарного  $\beta$ - [1] и  $\gamma$ -излучения осколков деления, измеренного через 30 мин и 25 ч после облучения соответственно. Смещение кривых можно объяснить разными осколками деления, которые формируют распределение суммарного  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения. Наличие фона низкоэнергетических осколков подтверждается.

Другой способ проверки расчетной функции  $\bar{F}(R)$  дает электронная микроскопия [9]. Значения  $F(L)$  определяли визуальным подсчетом числа одиночных пор на каждой поверхности слоя на площади кадра  $\sim 1$  мкм<sup>2</sup>. Измеряли размеры пор и



Р и с. 3. Отношение расчетного пробега осколков деления  $^{235}\text{U}$  к экспериментальному в алюминии ( $\square$ ), углероде ( $\circ$ ), азоте ( $\Delta$ ), водороде ( $\blacktriangle$ ), аргоне ( $\blacktriangledown$ ) [3, 8] и лавсане ( $\bullet$ ) — настоящая работа



Р и с. 4. Распределение суммарного  $\beta$ - ( $\circ$ ),  $\gamma$ -излучения ( $\bullet$ ) и длины трека (электронная микроскопия) в слоях толщиной 3 мкм ( $\blacktriangle$ ), 8 и 12 мкм ( $\blacktriangledown$ ); — — функция  $\bar{F}(R)$  (4);  $-\cdot-$ , — — — функции распределения  $F(R)$  для  $A = 95$  и  $A = 143$  соответственно

плотность с помощью сканирующей приставки ASID-4D электронного микроскопа JEM-100CX (Япония) в режиме вторичных электронов. Погрешность измерения диаметра трека не превышает 3%, плотности — 10% при средней плотности пор  $2,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Измеренные значения  $F(L)$  для пленок толщиной 3 мкм не противостоят данным о распределении пробега (см. рис. 4). Результаты измерений с лучшей статистической точностью для толщины 8 и 12 мкм, усредненные по 12 пленкам, равны  $0,045 \pm 0,017$  и  $0,365 \pm 0,03$  соответственно. Они совпадают со значениями  $\bar{F}(R)$ , подтверждая достоверность теоретической модели.

В заключение отметим, что полученные в работе новые данные о распределении пробега осколков деления  $^{235}\text{U}$  в лавсановых пленках, используемых для производства трековых мембран, и результаты их анализа методом компьютерного моделирования позволили построить функцию распределения средней длины трека по толщине слоя. Ее поведение подтверждено данными электронной микроскопии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фурсов Б.И., Аникин Г.В., Большов В.И. и др. Реакторные трековые мембраны «Реатрек-ФЭИ»: особенности производства, характеристики, свойства. — В сб.: Всерос. научн. конф. «Мембраны-98». 5—10 октября 1998. М., ИНХС РАН, 1998, с. 139.
2. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество. — В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1955, ч. 2, с. 141—297.
3. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. М.: Атомиздат, 1976.
4. Косарев С.А., Туманов А.А. Измерение пробега осколков деления  $^{235}\text{U}$  в тонких лавсановых пленках. — Атомная энергия, 2003, т. 94, вып. 4, с. 315—318.
5. Ziegler J., Biersack J., Littmark U. The Stopping and Ranges of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985.
6. Шорин В.С. Влияние углового разброса ионного пучка на статистику ядерных пор в трековых мембранах: Препринт ФЭИ № 2877, 2001. 22 с.
7. Дворяшин А.М., Косарев С.А., Туманов А.А. и др. Пробеги и распределение длин треков осколков деления  $^{235}\text{U}$  в лавсане: Препринт ФЭИ № 2979, 2003. 32 с.
8. Насыров Ф., Линева С.В. Прохождение осколков деления  $\text{U}^{235}$  через  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$ ,  $\text{Xe}$ . — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 6, с. 464—458.
9. Маренный А.М. Диелектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1987, гл. 4.

Поступила в Редакцию 3.12.03

УДК 614.876:546.15: 621.039.686

#### ДОЗА ОБЛУЧЕНИЯ ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЫ НАСЕЛЕНИЯ РОССИИ ВСЛЕДСТВИЕ ВЫПАДЕНИЙ РАДИОАКТИВНОГО ИОДА ПОСЛЕ АВАРИИ НА ЧЕРНОБЫЛЬСКОЙ АЭС

Звонова И.А., Балонов М.И., Братилова А.А., Данилова И.О.

(Ин-т радиационной гигиены Минздрава России),

Власов О.К., Щукина Н.В. (Медицинский радиологический научный центр РАМН)

Во время аварии на Чернобыльской АЭС в атмосферу поступил  $^{131}\text{I}$  (около 1200 ПБк) и его короткоживущие изотопы. Они явились причиной внутреннего облучения щитовидной железы населения, проживавшего на загрязненной террито-