

в предыдущем случае, превращается в рыхлый гематит с низкими адгезионными свойствами.

Различие в устойчивости окисных пленок, очевидно, вызвано тем, что они сформировались в средах, имеющих неодинаковую влажность. Образование стабильного окисла  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (магемита) возможно лишь при наличии достаточного количества воды [6], которая входит в кристаллическую решетку окисла (0,5—1,0 мас. %).

Следовательно, среда в паропроводах между сепараторами высокого и низкого давления более благоприятна для формирования окисных пленок с преобладанием стабильного магемита, чем среда в паропроводах после СНД.

Изучение стабильности окисных пленок в стояночном режиме свидетельствует о том, что паропроводы АЭС с кипящим реактором при остановках продолжительностью до 3 мес не требуют консервации.

Таким образом, выполненные исследования позволяют сделать следующие выводы:

коррозионное состояние углеродистых сталей основного контура АЭС ВК-50 после 100 000 ч эксплуатации удовлетворительное;

окисные пленки, формирующиеся при рабочих условиях на поверхностях паропроводов, обеспечивают постоянную защиту металла от коррозии в процессе эксплуатации, а во время простоя — в течение 2400—4000 ч;

предварительные результаты исследований коррозии при кислородном водно-химическом режиме после ~8000 ч эксплуатации свидетельствуют об уменьшении коррозии углеродистой стали конденсатно-питательного тракта, на что указывает заметное уменьшение содержания продуктов коррозии в теплоносителе и появление в окисных пленках магемита, обладающего защитными свойствами;

полученные результаты подтверждают обоснованность рекомендаций по расширению применения углеродистой стали в качестве основного конструкционного материала циркуляционных контуров АЭС, АСТ и АТЭЦ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Несмеянова К. А. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 2, с. 86.
2. Забелин А. И. и др. В кн.: Водные режимы водо-водяных реакторов, радиационный контроль теплоносителей и средства снижения радиационной опасности. Berlin, VVB Kraftwerksanlagenbau, 1968, с. 72.
3. Забелин А. И. и др. Там же, с. 105.
4. Правила устройства безопасной эксплуатации оборудования атомных электростанций, опытных и исследовательских ядерных реакторов и установок. М., Metallurgиздат, 1973.
5. Bloom M., Goldenberg R. «Corrosion Sci.» 1965, v. 5, p. 623.
6. Sawocka S., Pearl W. In: Proc. Transactions of the Internationale Water Conf. Pittsburg, Apr. 1971, v. 33, p. 67.

Поступила в Редакцию 07.01.80

УДК 539.211:546.79

## Распыление тонких металлических пленок осколками деления ядер

БИТЕНСКИЙ И. С.

При изучении распыления золота осколками деления  $^{252}\text{Cf}$  было обнаружено [1], что коэффициент распыления массивной золотой фольги составляет 13 атом/осколок, тогда как для мелкозернистой золотой пленки на стекле и платине он равен 240 и 3000 атом/осколок соответственно. Столь большие значения коэффициента распыления мелкозернистых пленок можно объяснить, во-первых, неупругим взаимодействием осколка деления с атомами твердого тела, так как упругие потери составляют всего несколько процентов полных энергетических потерь осколка, и, во-вторых, наличием большого числа дефектов в мелкозернистой пленке. Аналогичная ситуация имеет место при образовании треков осколков деления: в совершенных металлах треки не обнаружены, тогда как в мелкозернистой пленке существуют дефектные области вдоль траектории осколка [2].

Изменение свойств металла при прохождении осколка деления рассматривали [3] на основе модели  $\theta$ -вспышки. В этой модели в результате взаимо-

действия осколка деления с электронной подсистемой температура последней сильно возрастает. Далее при взаимодействии электронной и ионной подсистем происходит передача энергии к ионной подсистеме, но вследствие значительного времени релаксации температура решетки не может возрасти больше чем на 100 К. Однако в неравновесно осажденной пленке из-за большого числа дефектов уменьшается [4] длина свободного пробега в электрон-фононных взаимодействиях, что может увеличить передачу энергии к ионной подсистеме и, как следствие, увеличить температуру решетки выше температуры плавления. Атомы, вылетевшие из образовавшегося теплового пика ( $\theta$ -вспышки), дают вклад в коэффициент распыления наряду с атомами, распыленными вследствие развития каскада упругих столкновений.

Ниже на основе модели  $\theta$ -вспышки выводится выражение для коэффициента распыления металлической пленки, а также рассматриваются особен-



ности углового распределения распыленных атомов при самораспылении мелкозернистой пленки.

**Вычисление коэффициента распыления.** Температуру решетки  $T$  и электронов  $T_e$  определяют из системы уравнений теплопроводности [3]

$$\begin{aligned} C_e &= \frac{\partial T_e}{\partial t} = \kappa_e \Delta T_e - \alpha (T_e - T); \\ C_j &= \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_j \Delta T + \alpha (T_e - T), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $C_e$  ( $C_j$ ) — теплоемкость электронной подсистемы (решетки);  $\kappa_e$  ( $\kappa_j$ ) — электронная (фононная) теплопроводность. Коэффициент передачи тепла от электронов решетке равен [5]

$$\alpha = \frac{\pi^2 m s^2 n}{6 \tau_0 T_D}, \quad (2)$$

где  $T_D$  — температура Дебая;  $\tau_0$  — время свободного пробега при  $T = T_D$ ;  $s$  — скорость звука;  $n$  — число свободных электронов в единице объема;  $m$  — масса электрона. Начальное распределение температуры электронов запишем в виде

$$T_e(\rho, 0) = \frac{q}{\pi C_e \rho_e^2} \exp(-\rho^2/\rho_e^2). \quad (3)$$

Здесь  $q = dE/dx$  — ионизационные потери осколка;  $\rho_e$  — феноменологический параметр, характеризующий пространственное распределение температуры, который должен быть много больше длины свободного пробега в электрон-электронных столкновениях. Начальную температуру решетки примем равной нулю. Применив преобразование Лапласа и Фурье к системе (1), получим следующее решение для температуры решетки:

$$\begin{aligned} T(\rho, t) &= \frac{\alpha q}{2\pi C_e C_j} \int_0^\infty \frac{\exp(-\omega_1 t) - \exp(-\omega_2 t)}{\omega_2 - \omega_1} \times \\ &\times \exp\left(-\frac{k^2 \rho_e^2}{4}\right) J_0(k\rho) k dk, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $J_0(x)$  — функция Бесселя нулевого порядка;

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= \frac{1}{2} \left\{ (\chi_e + \chi_j) k^2 + \alpha \left( \frac{1}{C_e} + \frac{1}{C_j} \right) \mp \right. \\ &\mp \sqrt{(\chi_e - \chi_j) k^2 + \alpha \left( \frac{1}{C_e} - \frac{1}{C_j} \right)^2 + \frac{4\alpha^2}{C_e C_j}} \left. \right\}; \end{aligned} \quad (5)$$

$\chi_e$  ( $\chi_j$ ) — коэффициент температуропроводности электронов (решетки). Отметим множитель  $1/4$  в экспоненте подынтегральной функции (4), отсутствующий в решении, полученном ранее [4].

Число атомов, вылетающих с единицы поверхности теплового пика в единицу времени, найденное путем интегрирования функции энергетического распределения испаренных атомов [6], имеет вид

$$N = n \left( \frac{8kT}{\pi M} \right)^{1/2} \exp(-E_b/kT), \quad (6)$$

где  $M$  — масса атома решетки;  $E_b$  — поверхностная энергия связи. Термический коэффициент распыления получаем интегрированием уравне-

ния (6) по полярным координатам и времени:

$$S = 4n \left( \frac{2k\pi}{M} \right)^{1/2} \int T^{1/2} \exp(-E_b/kT) \rho d\rho dt, \quad (7)$$

где функция  $T(\rho, t)$  определяется выражением (4).

При  $\rho = 0$  и некотором значении времени  $t = t_{\text{макс}}$  температура  $T(\rho, t)$  достигает максимального значения  $T_{\text{макс}}$  [4]. Поверхностная энергия связи  $E_b$  имеет значение порядка нескольких электронвольт и, как будет показано ниже,  $E_b/kT_{\text{макс}} \gg 1$ , поэтому, применив для вычисления интеграла (7) метод перевала, получим для коэффициента распыления выражение

$$S = \frac{8n\pi k^2 T_{\text{макс}}^{7/2}}{M^{1/2} E_b^{3/2} A^{1/2} B} \exp(-E_b/kT_{\text{макс}}), \quad (8)$$

где  $A = |\partial^2 T/\partial t^2|$ ,  $B = |\partial^2 T/\partial \rho^2|$  — параметры разложения функции  $T(\rho, t)$  в окрестности максимума. Для вычисления коэффициентов  $A$  и  $B$  преобразуем выражение (4) путем замены переменной  $z = (\chi_e C_e/\alpha) k^2$  и введения новых безразмерных переменных  $\tau = (4\chi_e/\rho_e^2) t$ ,  $\xi = 2\rho/\rho_e$ . Обозначив  $T_0 = q/\pi C_e \rho_e^2$ ;  $\beta = \alpha \rho_e^2/4\chi_e C_e$ ;  $\gamma_1 = \chi_j/\chi_e$ ;  $\gamma_2 = C_e/C_j$ ;  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ , получим при малых значениях параметров  $\beta$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  выражение

$$\begin{aligned} T(\xi, \tau) &= T_0 \beta \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma \beta \tau z) - \exp[-(z+1)\beta \tau]}{z+1+\gamma} \times \\ &\times \exp(-\beta z) J_0(\xi \sqrt{\beta z}) dz. \end{aligned} \quad (9)$$

Можно показать, что корень уравнения для максимального значения функции  $T(0, \tau)$  определяется уравнением

$$\tau_{\text{макс}} = \begin{cases} 1/\sqrt{\gamma \beta} & \text{при } \beta \ll \gamma; \\ 1/\beta & \text{при } \beta \gg \gamma. \end{cases} \quad (10)$$

Подставив уравнение (10) в (9), найдем максимальное значение температуры

$$T_{\text{макс}} = \begin{cases} T_0 \beta \ln(1/\gamma) & \text{при } \beta \ll \gamma; \\ T_0 \beta \ln(1/\beta) & \text{при } \beta \gg \gamma. \end{cases} \quad (11a)$$

$$(11b)$$

Отметим, что в работе [4] приведено без вывода значение  $T_{\text{макс}}$ , определенное только формулой (11b). Используя вторые производные уравнения (9) с учетом выражения (10) в точке максимума и зная, что  $A = 16\chi_e^2/\rho_e^4 |\partial^2 T/\partial \tau^2|$ ,  $B = 4/\rho_e^2 |\partial^2 T/\partial \xi^2|$ , получим из уравнения (8) окончательное выражение для коэффициента распыления

$$S = \begin{cases} S_0 \beta^{3/4} \gamma^{1/4} [\ln(1/\gamma)]^{7/2} \exp(-E_b/kT_{\text{макс}}) & \text{при } \beta \ll \gamma; \\ S_0 \gamma [\ln(1/\beta)]^{7/2} \exp(-E_b/kT_{\text{макс}}) & \text{при } \beta \gg \gamma, \end{cases} \quad (12)$$

где  $S_0 = nk^2 q^2 c_1/\pi M^{1/2} E_b^{3/2} C_j \chi_e$ ;  $c_1$  — постоянная порядка единицы.



В уравнениях теплопроводности (1) не учтены потери энергии на излучение и термоэмиссию электронов, однако этими потерями тепла из термопика можно пренебречь [7]. В рассматриваемом интервале температуры такие параметры электронного газа, как теплопроводность и теплоемкость, нельзя считать независимыми от температуры и следует использовать и численно решать нелинейные уравнения теплопроводности, как при расчете [7] энергетического распределения электронов термоэмиссии из термопика при прохождении осколка деления через металл. Рассматриваемый нами коэффициент распыления является интегральной характеристикой и для оценок, по-видимому, можно использовать линейные уравнения (1) при некоторых средних значениях тепловых параметров.

При определении по уравнению (2) коэффициента передачи тепла от электронов решетке при  $\tau_0 \approx 10^{-14}$  с,  $T_D = 165$  К,  $S \approx 4 \cdot 10^9$  м/с,  $n = 6 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup> получим  $\alpha \approx 10^{18}$  Дж/(м<sup>3</sup>·с·град). Приняв  $\kappa_e \approx 40^6$  Дж/(м·с·град),  $\kappa_j = 1,4^5$  Дж/(м·с·град) [8]  $\rho_e = 4 \cdot 10^{-9}$  см,  $C_e \approx 10^5$  Дж/(м<sup>3</sup>·град),  $C_j = 2,5 \cdot 10^6$  Дж/(м<sup>3</sup>·град), получим  $\gamma = 0,04$ ;  $\beta = 0,12$ ;  $T_{\text{макс}} \approx 10^4$  К. При  $E_b = 3,3$  эВ [6]  $E_b/kT_{\text{макс}} > 3$  и, таким образом, оценка интеграла (7) методом перевала оправдана. Для указанных значений параметров и  $q = 3,5 \cdot 10^4$  эВ/нм найдем из уравнения (12) значение коэффициента распыления  $S \approx 200$ , которое удовлетворительно согласуется с экспериментальным для распыления золотой пленки на стекле [1].

Экспериментально показано [9], что энергетическое распределение электронов, эмиттированных из металлической мишени при бомбардировке осколками деления, лучше описывается моделью парных столкновений осколка с электронами, чем эмиссией из термопика [7]. Это можно объяснить тем, что не учитываемые [7] δ-электроны незначительно влияют на общий выход электронов, но вносят существенный вклад в высокоэнергетическую часть распределения, особенно при бомбардировке монокристаллов.

При распылении мелкозернистых металлических пленок вылет атомов вследствие упругих столкновений с осколком может приводить к появлению высокоэнергетического «хвоста» у распределения атомов, испаренных из термопика.

Проводимость пленки толщиной не более нескольких десятков нанометров значительно меньше проводимости массивного образца [2]. Такую пленку можно считать состоящей из изолированных друг от друга зерен. В этом случае эффективное время электрон-фононных столкновений сравнимо с временем электрон-электронных столкновений  $\tau_{ee} \approx 10^{-15}$  с, и рассмотрение локально-равновесных электронных и фононных подсистем (1) становится несправедливым. Тогда согласно модели образования треков [2] выход электронов из

зерна вследствие зарядки затруднен, и почти вся энергия передается решетке, в результате чего происходит плавление и испарение зерна, если его радиус не превышает некоторого критического значения  $R_{\text{кр}} = (3q/2\pi n E_b)^{1/2} \approx 10$  нм.

Рассмотрим коэффициент распыления при попадании осколка в сферическое зерно радиуса  $R < R_{\text{кр}}$ . Пусть осколок проходит через зерно на расстоянии  $x$  от центра, при этом энергия, переданная зерну,  $E_x = 2q \sqrt{R^2 - x^2}$ . Зерно расплавится, если выполняется условие

$$2q \sqrt{R^2 - x^2} = \frac{4}{3} \pi n R^3 E_b. \quad (13)$$

Вероятность попадания осколка на площадку  $dG = 2\pi x dx$  равна  $dP = dG/\pi R^2$ , а число испаренных атомов

$$S = \frac{4}{3} \pi R^3 n \int_0^x dP = \frac{4}{3} \pi n R x^2, \quad (14)$$

где  $x$  — корень уравнения (13). В предположении, что все зерна имеют одинаковый радиус, равный некоторому среднему значению  $\bar{R}$ , получим коэффициент распыления

$$S = \frac{4}{3} \pi n \bar{R}^3 \left[ 1 - \left( \frac{\bar{R}}{R_{\text{кр}}} \right)^4 \right], \quad (15)$$

максимальное значение которого  $S_{\text{макс}} \approx 10^4$  приемлемо согласуется с экспериментальным для случая распыления пленки на платине, хотя приведенные [1] данные не дают возможности судить о различиях структуры золотых пленок на стекле и платине.

Для массивной металлической фольги вследствие большой длины свободного пробега в электрон-фононных столкновениях по сравнению с длиной свободного пробега в мелкозернистой пленке максимальная температура термопика уменьшается примерно в 10 раз и термический коэффициент распыления становится пренебрежимо малым. В этом случае распыление определяется упругими столкновениями осколка с атомами решетки, и для энергии осколка порядка десятков МэВ коэффициент распыления  $S$  уменьшается с возрастанием энергии осколка [10], тогда как термический коэффициент распыления мелкозернистой пленки (12) увеличивается с возрастанием энергии осколка вследствие увеличения ионизационных потерь.

**Угловое распределение распыленных частиц.** В процессе самораспыления пленки осколки деления, образовавшиеся в самой пленке, пересекают ее поверхность под различными углами. При прохождении осколка параллельно поверхности пленки происходит плавление или даже испарение зерна в окружающей области. Такое быстрое выделение энергии в небольшом объеме приводит к появлению ударной волны. После отражения



ударной волны от свободной поверхности в теле возникает отрицательное напряжение и, если растягивающее усилие превысит прочность материала, то произойдет откалывание и разлетание частиц [11], увеличивающее коэффициент распыления и приводящее к образованию кратеров. В этом случае угловое распределение распыленных атомов должно отличаться от косинусоидального, так как в результате «микровзрыва» частицы вылетают преимущественно перпендикулярно поверхности.

Существует некоторая оптимальная глубина  $H_0$  прохождения осколка вдоль поверхности, при которой выброс частиц максимален, так как с ростом толщины пленки  $H$  на поверхность будут выходить лишь упругие волны, не изменяющие строения поверхности образца, а при небольшой глубине будет незначительно число частиц, охваченных «микровзрывом». Как показывают экспериментальные [12] и теоретические [13] оценки, это значение  $H_0 \approx 10$  нм.

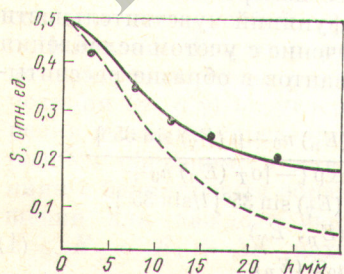
Считая, что имеются осколки деления, пересекающие поверхность в направлении по нормали к ней, и осколки, движущиеся параллельно поверхности, можно описать угловое распределение относительного числа атомов, вылетающих в телесном угле  $\Omega$ , функцией

$$f(\Omega) = \frac{1-a}{4\pi} \cdot \cos \theta + \frac{1}{2} a \delta(\Omega). \quad (16)$$

Здесь  $\delta(x)$  — дельта-функция;  $\theta$  — угол между направлением вылета частицы и нормалью к поверхности. Первое слагаемое в уравнении (16) описывает угловое распределение частиц, вылетающих в результате испарения из термопика; второе — в результате откола;  $a$  — доля таких частиц, равная  $a = \alpha n / (\alpha n + m)$ , где  $n$  и  $m$  — число распыленных частиц на один «поверхностный» и «перпендикулярный» осколок соответственно ( $n \gg m$ );  $\alpha$  — относительное число «поверхностных» осколков. Зависимость числа частиц, собранных на коллекторе радиуса  $r$ , от расстояния до коллектора  $h$  определяется интегрированием выражения (16) по телесному углу и имеет вид

$$S_{\text{отн}} = \frac{1}{2} \left[ (1-a) \frac{r^2}{r^2+h^2} + a \right]. \quad (17)$$

Как видно из рисунка, экспериментальная за-



Зависимость числа собранных атомов от расстояния между коллектором и источником: ● — эксперимент [14]; — — расчет по формуле (17); - - - - косинусоидальное распределение

висимость числа частиц на сборнике от  $h$  при самораспылении мелкозернистой пленки осколками  $^{252}\text{Cf}$  [14] удовлетворительно описывается выражением (17) при  $a = 0,28$ . Эксперимент [14] проводили при толщине пленок меньшей оптимальной  $H < H_0$ , при этих условиях относительное число поверхностных осколков  $\alpha = \alpha_0 H / H_0$  ( $\alpha_0 \approx 10^{-3}$  — доля этих осколков при оптимальной толщине [12]). Данные эксперимента [14] не позволяют судить о точном значении отношения  $n/m$ , однако, принимая  $n/m \approx 10^3$ , получим  $a = 0,28$  и толщину пленки  $H = 0,5 H_0$ , что находится в согласии с экспериментом по распылению пленки толщиной 8 мкг/см<sup>2</sup> при  $S = 3800$  [14]. При  $H > H_0$  уменьшается вклад частиц, распыленных осколками деления, движущимися параллельно поверхности, поэтому угловое распределение частиц должно приближаться к косинусоидальному.

Отметим, что в случае полного плавления и испарения зерна выход пара определяется, скорее, гидродинамикой, а не термодинамикой [15], и угловое распределение частиц будет описываться функцией, подобной (17). Следовательно, экспериментальное исследование углового распределения распыленных частиц при бомбардировке осколками от внешнего источника позволит судить о соответственных вкладах в распыление механизмов испарения из термопика (12) и полного испарения изолированного зерна (15).

Поскольку значение коэффициента распыления (12) зависит от трудно определяемых параметров, а также от состояния поверхности [16], то представляет интерес экспериментальное измерение зависимости коэффициента распыления от энергии осколка деления и сравнение с теоретическим расчетом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров Б. М. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 6, с. 417.
2. Golland A., Paskin A. «J. Appl. Phys.», 1964, v. 35, N 7, p. 2188.
3. Лифшиц И. М., Каганов М. И., Танатаров Л. В. «Атомная энергия», 1959, т. 6, вып. 4, с. 391.
4. Гегузин Я. Е., Каганов М. И., Лифшиц И. М. «Физика твердого тела», 1973, т. 15, вып. 8, с. 2425.
5. Каганов М. И., Лифшиц И. М., Танатаров Л. В. ЖЭТФ, 1956, т. 31, вып. 2, с. 232.
6. Thompson M., Nelson R. «Phil. Mag.», 1962, v. 7, N 84, p. 2015.
7. Агранович В. М. и др. ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 4, с. 1511.
8. Kelly R. «Rad. Effects», 1977, v. 32, N 1—2, p. 91.
9. Лебедев С. Я., Одинцов Д. Д., Чмырев Ю. В. «Физика твердого тела», 1975, т. 17, вып. 2, с. 621.
10. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М., «Мир», 1967.
11. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.



12. Горшков В. К., Львов Л. Н. «Атомная энергия», 1966, т. 20, вып. 4, с. 327.  
 13. Ronchi C. «J. Appl. Phys.», 1973, v. 44, N 8, p. 3575.  
 14. Александров Б. М. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 4, с. 821.  
 15. Анисимов С. И. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.  
 16. Бессонов В. А. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 1, с. 52.

Поступила в Редакцию 28.09.79

УДК 539.171.02:539.122

## Сечения образования гамма-квантов при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами углерода, свинца и рения

САВИН М. В., ХОХЛОВ Ю. А., ПАРАМОНОВА И. Н., ЧИРКИН В. А., ЛУДИН В. Н., ЗАЛЯЛОВ П. П.

Гамма-излучение неупругого взаимодействия быстрых нейтронов со средними и особенно тяжелыми ядрами представляет собой суперпозицию линейчатого и сплошного спектров, обусловленных соответственно переходами между дискретными уровнями ядра и каскадными процессами в области высоких возбуждений. Для практических приложений в ядерной энергетике необходимо знать полные сечения образования  $\gamma$ -квантов, т. е. сечение образования сплошного спектра и дискретных линий. В ранних работах в основном исследовали моноэнергетические  $\gamma$ -кванты. Экспериментальных данных о полных сечениях образования  $\gamma$ -квантов при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами крайне мало. Этим обстоятельством вызвано появление настоящей работы. Предварительные результаты для рения и свинца были доложены на 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике [1].

### Методика измерений

Полные сечения образования  $\gamma$ -квантов измерены на линейном ускорителе электронов. Кратко методика изложена в работе [1]. Геометрия опыта, аппаратура и постановка эксперимента были аналогичны описанным в публикации [2].

Источником нейтронов служила тантал-бериллиевая сборка, облучавшаяся ускоренными электронами. Пучок нейтронов в виде кольца ( $D_{\text{нар}} = 180$  мм,  $D_{\text{внутр}} = 75$  мм) формировался с помощью коллимирующего устройства, расположенного в конце вакуумированного нейтронвода. За коллиматором соосно с пучком располагали исследуемые образцы естественного изотопного состава в форме полого усеченного конуса. Толщина стенок конуса составляла 17, 10 и 4 мм для углерода, рения и свинца соответственно. Рений использовали в виде металлического порошка ( $\rho = 9,89$  г/см<sup>3</sup>), который засыпали в бумажный контейнер.

Гамма-излучение регистрировали безводородным жидкостным сцинтилляционным детектором (цилиндр с  $D = 54$  мм,  $H = 38$  мм). Средний угол между направлением потока нейтронов и реги-

стрируемым  $\gamma$ -излучением составлял  $\sim 125^\circ$ . Световые вспышки в сцинтилляторе регистрировали фотоумножителем ФЭУ-93. Импульс с анода фотоумножителя использовали одновременно в амплитудном и временном каналах. Во временном канале применяли нелинейный преобразователь времени в амплитуду, выходная амплитудная характеристика которого была близка к экспоненциальной. Это давало возможность более эффективно использовать запоминающее устройство при довольно равномерном разбиении энергетической шкалы. Калибровку временной шкалы осуществляли с помощью переменной задержки, и, кроме того, проверяли по резонансам углерода в эксперименте по пропусканию нейтронного пучка через углеродный образец.

Поток нейтронов на образец и его энергетическое распределение измеряли методом времени пролета калиброванным сцинтилляционным детектором с кристаллом стибьена ( $D = 30$  мм,  $H = 10$  мм). Измерения сечений образования  $\gamma$ -квантов проводили отдельными сериями, в которые входили измерения с образцом, фоновые измерения, калибровки временной и амплитудных шкал и измерения энергетического распределения и потока нейтронов на образец. Монитором служил всеволновый счетчик нейтронов. Для каждого элемента провели несколько серий измерений.

### Обработка результатов измерений

Амплитудные распределения обрабатывали методом дифференцирования [3]. Для получения матрицы чувствительности гамма-детектора использовали изотопные источники монохроматических  $\gamma$ -линий. Процесс измерений с источниками и метод получения функций чувствительности описаны в работе [2]. Сечение с учетом ослабления потока нейтронов и  $\gamma$ -квантов в образце рассчитывали по формуле

$$\sigma(E_n, E_\gamma) = \frac{A [\sigma_T(E_n) n_0 + \mu(E_\gamma) \sin 35^\circ]}{1 - \exp\{-[\sigma_T(E_n) n_0 + \mu(E_\gamma) \sin 35^\circ] l / \sin 35^\circ\}} \times \frac{\Phi(E_n, E_\gamma)}{n_0 \Phi(E_n)} \quad (1)$$