

Рис. 4. Влияние облучения на КТР реакторного графита отечественных марок:  $\odot$ ,  $\ominus$  —  $\alpha_{II}$  и  $\alpha_{I}$  стандартного реакторного графита ГМЗ;  $\square$ ,  $\blacksquare$  — РБМ-К;  $\diamond$ ,  $\blacklozenge$  — РБМ-КП;  $\triangle$ ,  $\blacktriangle$  — ВПГ

шие комплексы внедренных атомов и вакансий), сильно искажающие кристаллическую решетку графита [9], что и вызывает изменения в характере его теплового расширения, то при высокотемпературном облучении, характеризующемся усиленным формоизменением отдельных кристаллитов без существенного искажения самой кристаллической решетки, решающую роль начинает играть макроструктура материала (пористость), его прочность и способность выдерживать большие деформации отдельных кристаллитов без нарушения целостности материала.

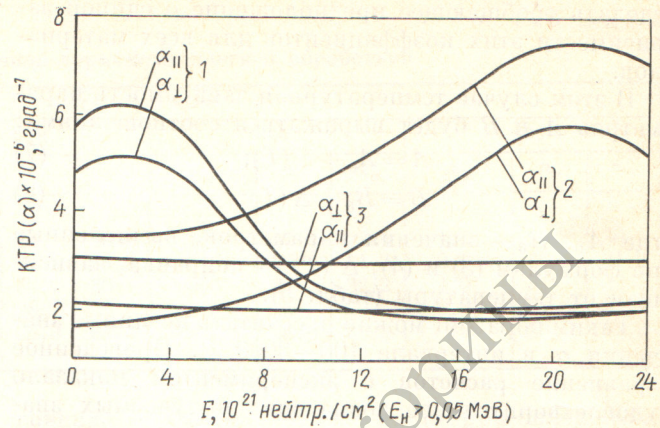


Рис. 5. Изменения КТР графита с различной структурой при высокотемпературном облучении [6]: 1 — гилсографит ( $T_{\text{обл}} = 950-1300^\circ\text{C}$ ); 2 — прессованный графит на игольчатом коксе ( $T_{\text{обл}} = 1200^\circ\text{C}$ ); 3 — графит на игольчатом коксе с пропиткой ( $T_{\text{обл}} = 950-1200^\circ\text{C}$ )

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Виргильев Ю. С., Калягина И. П. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 5, с. 497.
2. Вяткин С. Е. и др. Ядерный графит. М., Атомиздат, 1967.
3. Лутков А. И. и др. «Неорганические материалы», 1972, т. 8, № 8, с. 1409.
4. Платонов П. А. и др. Препринт ИАЭ-2247. М., 1972.
5. Cox J., Helm J. «Carbon», 1969, v. 7, p. 319.
6. Engle G., Eatherly W. «High Temperature — High Pressures», 1972, v. 4, p. 119.
7. Mason J., Knibbs R. «J. Nucl. Energy», 1964, Parts A/B, v. 18, p. 311.
8. Mrosowski S. In: Proc. of the First and Second Conference on Carbon. Oxford, Pergamon Press, 1956, p. 31.
9. Platonov P. A. e. a. «Rad. Effects», 1975, v. 25, p. 105.
10. Simmons J. Radiation Damage in Graphite. Oxford, Perg. Press, 1965.

Поступила в Редакцию 23.10.78  
В окончательной редакции 09.04.79

УДК 539.125.52:621.039.51.12

## Перенос тепловых нейтронов от импульсного источника в неоднородном замедлителе с большой полостью

ЖИЛКИБАЕВ Ж. М., КАЗАРНОВСКИЙ М. В.

Теоретический анализ переноса тепловых нейтронов от импульсного источника в однородном замедлителе, содержащем большую полость, характерный размер которой много больше среднего пробега нейтронов в замедлителе, показал, что, хотя в такой системе асимптотический закон затухания нейтронного потока существенно неэкспоненциальный, при определенных условиях (например, при слабом поглощении) наблюдается достаточно большой период времени после нейтронного импульса, когда затухание потока ней-

тронов в замедлителе и на его границе с полостью близко к экспоненциальному. Измеряя соответствующую эффективную постоянную затухания, можно определить альбедо нейтронов на этой границе, усредненное по углам влета и вылета. Однако для практики особый интерес представляют неоднородные, в частности слоистые, системы (канал реактора, скважина для геофизических измерений и др.). Теоретическому анализу нестационарного переноса нейтронов в таких системах посвящена настоящая работа.

**Постановка вопроса и общий формализм.** Рассмотрим полость, окруженную неоднородным замедлителем, внутри которой расположен импульсный источник нейтронов. Будем считать, что перенос тепловых нейтронов в замедлителе удовлетворительно описывается диффузионным приближением и в предположении, что спектр нейтронов в замедлителе — максвелловский с температурой  $T$ , равной температуре замедлителя (неоднородности замедлителя слабо искажают распределение нейтронов на расстояниях порядка среднего пробега). Тогда плотность  $\varphi(\mathbf{r}, t)$  нейтронов в точке  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$  удовлетворяет уравнению\*

$$\partial\varphi/\partial t = \nabla(D\nabla\varphi) - \alpha\varphi; \quad (1)$$

$$\varphi(\mathbf{R}, t) = 0; \quad (2)$$

$$-D(\mathbf{r}_0)\varphi'(\mathbf{r}_0, t) \equiv -D(\mathbf{r}_0)\mathbf{v}(\mathbf{r}_0)\nabla\varphi(\mathbf{r}, t)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0} = J^+(\mathbf{r}_0, t) - J^-(\mathbf{r}_0, t); \quad (3)$$

$$D(\mathbf{r}) = \left\langle \frac{1}{3} \frac{v}{\Sigma_{tr}(\mathbf{r}, v)} \right\rangle_T; \quad \alpha(\mathbf{r}) = \langle v\Sigma_c(\mathbf{r}, v) \rangle_T. \quad (4)$$

Здесь  $D(\mathbf{r})$  и  $\alpha(\mathbf{r})$  — коэффициент диффузии и скорость поглощения тепловых нейтронов;  $\Sigma_{tr}(\mathbf{r}, v)$  — транспортное макроскопическое сечение;  $\Sigma_c(\mathbf{r}, v)$  — макроскопическое сечение поглощения нейтронов со скоростью  $v$  в точке  $\mathbf{r}$ ; символ  $\langle \dots \rangle_T$  означает усреднение по спектру Максвелла;  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор точек внешней экстраполированной границы замедлителя;  $\mathbf{r}_0$  — радиус-вектор поверхности полости;  $\mathbf{v}(\mathbf{r}_0)$  — единичный вектор вдоль внешней нормали к этой поверхности в точке  $\mathbf{r}_0$ ;  $J^+(\mathbf{r}_0, t)$  и  $J^-(\mathbf{r}_0, t)$  — потоки нейтронов через единичную площадку поверхности полости в точке  $\mathbf{r}_0$  в момент  $t$  соответственно из полости в замедлитель и обратно, т. е.

$$J^+(\mathbf{r}_0, t) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\mu < 0} \mu d\Omega \left\{ \langle \varphi(\mathbf{r}_0^*, t^*) \rangle_T v \right. \\ \left. - \left\langle \frac{v}{\Sigma_{tr}(\mathbf{r}_0^*, v)} \varphi'(\mathbf{r}_0^*, t^*) \right\rangle_T \mu^* \right\} + J_s^+(\mathbf{r}_0, t); \quad (5)$$

$$J^-(\mathbf{r}_0, t) = \frac{1}{4} \varphi(\mathbf{r}_0, t) \langle v \rangle_T + \frac{1}{2} D(\mathbf{r}_0) \varphi'(\mathbf{r}_0, t), \quad (6)$$

где (рис. 1)  $\Omega$  — единичный вектор вдоль направления движения нейтрона;

$$\mu = \Omega \mathbf{v}(\mathbf{r}_0); \quad \mu^* = -\Omega \mathbf{v}(\mathbf{r}_0^*); \\ t^* = t - d(\mathbf{r}_0, \Omega)/v; \quad \mathbf{r}_0^* = \mathbf{r}_0 + d(\mathbf{r}_0, \Omega); \quad (7)$$

$J_s^+(\mathbf{r}_0, t)$  — поток нейтронов в замедлитель в точке  $\mathbf{r}_0$  в момент  $t$ , испущенных непосредственно источником.

Применим к уравнениям (1) — (7) преобразование Лапласа по  $t$  (тильдой помечен образ Лапласа

от преобразуемой функции). Тогда, учитывая, что

$$\int_0^\infty dt e^{-\lambda t} \varphi(\mathbf{r}_0^*, t^*) \equiv \int_0^\infty dt e^{-\lambda t} \varphi \left[ \mathbf{r}_0^*, t - \frac{d(\mathbf{r}_0, \Omega)}{v} \right] = \\ = \exp \left[ -\lambda \frac{d(\mathbf{r}_0, \Omega)}{v} \right] \tilde{\varphi}(\mathbf{r}_0^*, \lambda) \quad (8)$$

после несложных выкладок получаем:

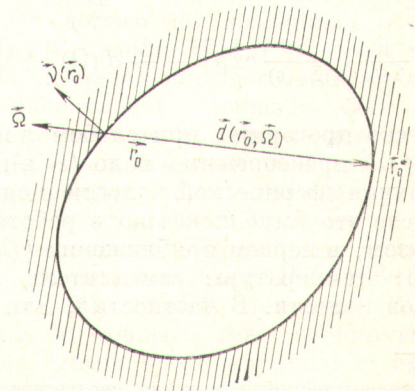
$$\nabla(D\nabla\tilde{\varphi}) = (\lambda + \alpha)\tilde{\varphi}; \quad \tilde{\varphi}(\mathbf{R}, \lambda) = 0; \quad (9)$$

$$\frac{1}{4} \langle v \rangle_T \tilde{\varphi}(\mathbf{r}_0, \lambda) - \frac{1}{2} D(\mathbf{r}_0) \tilde{\varphi}'(\mathbf{r}_0, \lambda) + \\ + \frac{1}{4\pi} \int_{\mu < 0} \mu d\Omega \left\{ \left\langle v \exp \left[ -\lambda \frac{d(\mathbf{r}_0, \Omega)}{v} \right] \right\rangle_T \tilde{\varphi}(\mathbf{r}_0^*, \lambda) - \right. \\ \left. - \mu^* \left\langle \frac{v}{\Sigma_{tr}(\mathbf{r}_0^*, v)} \exp \left[ -\lambda \frac{d(\mathbf{r}_0, \Omega)}{v} \right] \right\rangle_T \tilde{\varphi}'(\mathbf{r}_0^*, \lambda) \right\} = \\ = \tilde{J}_s^+(\mathbf{r}_0, \lambda); \quad (10)$$

$$J^-(\mathbf{r}_0, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} d\lambda e^{\lambda t} \tilde{J}_s^-(\mathbf{r}_0, \lambda) \times \\ \times \left[ \frac{1}{k(\mathbf{r}_0, \lambda)} - f(\mathbf{r}_0, \lambda) \right]^{-1}; \quad (11)$$

$$k(\mathbf{r}_0, \lambda) = \frac{1 - \varepsilon(\mathbf{r}_0, \lambda)}{1 + \varepsilon(\mathbf{r}_0, \lambda)}; \quad \varepsilon(\mathbf{r}_0, \lambda) = -\frac{2D(\mathbf{r}_0) \tilde{\varphi}'(\mathbf{r}_0, \lambda)}{\langle v \rangle_T \tilde{\varphi}(\mathbf{r}_0, \lambda)}; \quad (12)$$

$$f(\mathbf{r}_0, \lambda) = -\frac{1}{\pi} \int_{\mu < 0} \mu d\Omega \frac{\tilde{\varphi}(\mathbf{r}_0^*, \lambda)}{\tilde{\varphi}(\mathbf{r}_0, \lambda)} \frac{1}{\langle v \rangle_T} \times \\ \times \left\langle v \exp \left[ -\frac{\lambda}{v} d(\mathbf{r}_0, \Omega) \right] \right\rangle_T [1 + \delta(\mathbf{r}_0, \Omega, \lambda)]; \\ \delta(\mathbf{r}_0, \Omega, \lambda) = \frac{\varepsilon(\mathbf{r}_0, \lambda)}{1 - \varepsilon(\mathbf{r}_0, \lambda)} \left\{ 1 + \frac{\mu^*}{2} \frac{\varepsilon(\mathbf{r}_0^*, \lambda)}{\varepsilon(\mathbf{r}_0, \lambda)} \times \right. \\ \left. \times \frac{\frac{1}{D(\mathbf{r}_0^*)} \left\langle \frac{v}{\Sigma_{tr}(\mathbf{r}_0^*, v)} \exp \left[ -\frac{\lambda}{v} d(\mathbf{r}_0, \Omega) \right] \right\rangle_T}{\frac{1}{\langle v \rangle_T} \left\langle v \exp \left[ -\frac{\lambda}{v} d(\mathbf{r}_0, \Omega) \right] \right\rangle_T} \right\}. \quad (13)$$



Р и с. 1. Схема векторов в формулах (7)

\* Для точного кинетического уравнения условие, аналогичное (3), приведено в работе [1].

**Анализ результатов.** Как и в рассмотренных ранее частных случаях,  $k(\mathbf{r}_0, \lambda)$  есть отношение потоков нейтронов из замедлителя в полость и обратно в точке  $\mathbf{r}_0$  при условии, что в течение длительного времени эти потоки были пропорциональны  $\exp(\lambda t)$ . Величина  $f$  как функция  $\lambda$  имеет существенно особую точку при  $\lambda = 0$ , вклад от которой приводит к неэкспоненциальному асимптотическому убыванию  $J^-$  со временем. Однако, как и в ранее рассмотренных случаях, при определенных условиях (например, при  $\varepsilon \ll 1$ ) существует достаточно широкий интервал времени, в течение которого интеграл (14) в основном определяется областью  $\lambda$  вблизи наименьшего по модулю отрицательного корня  $-\lambda_0$  уравнения

$$1/k(\mathbf{r}_0, \lambda) = \text{Re}[f(\mathbf{r}_0, \lambda)]. \quad (14)$$

Соответственно в этом интервале времени в первом приближении  $J^+ \sim \exp(-\lambda_0 t)$ . Поток нейтронов во всем объеме замедлителя будет также затухать по закону, близкому к экспоненциальному, с эффективной постоянной затухания  $\lambda_0$ . Поэтому, зная  $f(\mathbf{r}_0, \lambda)$  и измеряя  $\lambda_0$ , можно определить  $k(\mathbf{r}_0, -\lambda_0)$ . Однако в общем случае расчет  $f(\mathbf{r}_0, \lambda)$  сложен. Он существенно упрощается, когда в силу симметрии задачи  $\tilde{\varphi}(\mathbf{r}_0, \lambda)$  и  $\tilde{\varphi}'(\mathbf{r}_0, \lambda)$ , а следовательно,  $d$ ,  $\varepsilon$ ,  $D(\mathbf{r}_0) \equiv D_0$ ,  $\Sigma_{tr}(\mathbf{r}_0, v) \equiv \Sigma_0(v)$  и  $f$  не зависят от  $\mathbf{r}_0$ , а  $\mu^* = \mu$ . Тогда  $f$  удобно представить в виде

$$f(\lambda) = -\frac{1}{\pi} \int_{\mu < 0} \mu d\Omega \frac{1}{\langle v \rangle_T} \times \langle v \exp \left[ -\frac{\lambda}{v} d(\Omega) \right] \rangle_T + \delta f(\lambda); \quad (15)$$

$$\delta f(\lambda) = -\frac{1}{\pi} \frac{\varepsilon(\lambda)}{1 - \varepsilon(\lambda)} \int_{\mu < 0} \mu d\Omega \left\{ \frac{1}{\langle v \rangle_T} \times \langle v \exp \left[ +\frac{\lambda}{v} d(\Omega) \right] \rangle_T + \frac{\mu}{2D_0} \left\langle \frac{v}{\Sigma_0(v)} \exp \left[ -\frac{\lambda}{v} d(\Omega) \right] \right\rangle_T \right\}. \quad (16)$$

Как легко проверить, при слабом поглощении ( $\varepsilon \ll 1$ )  $\delta f(\lambda)$  пренебрежимо мало ( $\sim \varepsilon^2$ ); для частного случая сферической полости в однородном замедлителе это было показано в работе [2]. Таким образом, в первом приближении  $f(\lambda)$  зависит только от температуры замедлителя и формы и размеров полости. В частности\*, для сфериче-

ской [2] (радиуса  $r_c$ ) и цилиндрической [3] (радиуса  $r_{ц}$ ) полостей

$$\text{Re}[f] = 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{3} x_c + \frac{1}{4} x_c^2 - \frac{\sqrt{\pi}}{15} x_c^3 + \frac{1}{36} x_c^4 (1,384 \dots - \ln|x_c|) - \dots; \quad (17)$$

$$\text{Re}[f] = 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2} x_{ц} + \frac{1}{6} x_{ц}^2 - \frac{\sqrt{\pi}}{8} x_{ц}^3 (\ln|x_{ц}| + 0,262 \dots) + \dots; \quad (18)$$

$$x_{ц, c} = 2r_{ц, c} \lambda_0 / v_T; \quad v_T = \sqrt{2kT/m} = \sqrt{\pi} \langle v \rangle_T / 2, \quad (19)$$

причем эти формулы применены как для однородных замедлителей, так и для замедлителей, свойства которых зависят от радиуса (например, слоистых). С их помощью, зная из эксперимента  $\lambda_0$ , можно определять  $k(-\lambda_0)$ .

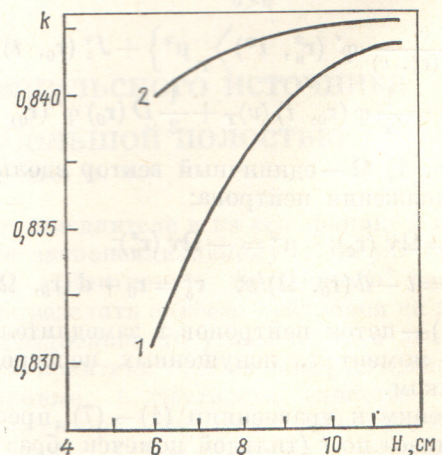
Хотя формулы (17) и (18) выведены в диффузионном приближении, можно показать, что не диффузионные поправки в основном обусловлены анизотропией потока нейтронов из замедлителя в полость и малы.

**Расчет альbedo для слоистых систем.** Рассмотрим расчет  $k$  для практически важного случая слоистых систем со сферической и цилиндрической симметриями и так же, как и выше, используем диффузионное приближение. Согласно (12)

$$k(\lambda) = \left[ 1 - \frac{2D_0}{\langle v \rangle_T} \Phi(R_0, \lambda) \right] / \left[ 1 + \frac{2D_0}{\langle v \rangle_T} \Phi(R_0, \lambda) \right]; \quad (20)$$

$$\Phi(r, \lambda) = -(\partial/\partial r) \ln \tilde{\varphi}(r, \lambda),$$

где  $R_0$  — радиус полости. Для системы, состоящей из  $n$  слоев однородного замедлителя,  $\Phi(R_0, \lambda)$



Р и с. 2. Зависимость альbedo от толщины первого слоя для однослойной (1) и двуслойной (2) систем

\* В случае плоской геометрии соответствующий ряд сходится очень медленно [4] и его анализ вряд ли целесообразен.

можно найти, решая уравнение (9) в каждом из слоев со стандартными граничными условиями [непрерывность  $D(r)\Phi(r, \lambda)$  на границе между слоями]. В частности, для двуслойной сферической системы

$$\Phi_c(R_0, \lambda) = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{L_0} \frac{1 + \beta_c \exp\left(-2 \frac{R_1 - R_0}{L_0}\right)}{1 - \beta_c \exp\left(-2 \frac{R_1 - R_0}{L_1}\right)}; \quad (21)$$

$$\beta_c = \frac{\frac{1}{R_1} \left(\frac{D_1}{D_0} - 1\right) - \frac{1}{L_0} + \frac{D_1}{D_0} \frac{1}{L_1} \operatorname{cth} \frac{R - R_1}{L_1}}{\frac{1}{R_1} \left(\frac{D_1}{D_0} - 1\right) + \frac{1}{L_1} + \frac{D_1}{D_0} \frac{1}{L_1} \operatorname{cth} \frac{R - R_1}{L_1}},$$

для двуслойной цилиндрической системы

$$\Phi_{\text{ц}}(R_0, \lambda) = \frac{1}{L_0} \frac{K_1(R_0/L_0) - \beta_{\text{ц}} I_1(R_0/L_0)}{K_0(R_0/L_0) - \beta_{\text{ц}} I_0(R_0/L_0)}; \quad (22)$$

$$\beta_{\text{ц}} = \frac{K_1(R_1/L_0) - \gamma_{\text{ц}} K_0(R_1/L_0)}{I_1(R_1/L_0) + \gamma_{\text{ц}} I_0(R_1/L_0)};$$

$$\gamma_{\text{ц}} = \frac{L_0 D_1}{D_0 L_1} \frac{K_1(R_1/L_1) I_0(R/L_1) + K_0(R/L_1) I_1(R_1/L_1)}{K_0(R_1/L_1) I_0(R/L_1) - K_0(R/L_1) I_0(R_1/L_1)},$$

где  $D_0$ ,  $D_1$  и  $L_0$ ,  $L_1$  — соответственно коэффициент и длина диффузии во внутреннем и наружном слоях;  $R_1$  — радиус границы между слоями.

В качестве примера на рис. 2 показаны графики альbedo для сферической системы в зависимости от толщины ( $H = R_1 - R_0$ ) первого слоя — легкой воды. Второй слой (бесконечной толщины) — легкая вода, отравленная бором концентрацией  $\rho_B = 2,6$  мг/см<sup>3</sup>.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Илиева К. Д. Канд. дис. М., ФИАН, 1973.
2. Илиева К. Д., Казарновский М. В. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 3, с. 186.
3. Джалкибаев Ж. М., Казарновский М. В. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 2) с. 139.
4. Илиева К. Д., Казарновский М. В. [1], с. 347.
5. Илиева К. Д., Казарновский М. В. «Гр. сообщ. по физике», 1973, № 3, с. 19; «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 5, с. 346.

Поступила в Редакцию 03.04.78  
В окончательной редакции 03.05.79

УДК 539.173.8

## Методика масс-спектрометрического изотопного анализа ксенона, образующегося при делении ядер

ШУКОЛЮКОВ Ю. А., БАЛУСТА Я. С., ВЕРХОВСКИЙ А. Б.

При делении любых ядер под действием нейтронов и заряженных частиц образуются нуклиды <sup>129–136</sup>Xe. Изотопный анализ ксенона может представлять интерес как в ядерно-физических исследованиях, так и при решении некоторых прикладных задач в атомной технике. В настоящей статье описана разработанная методика масс-спектрометрического исследования ксенона с предельной чувствительностью обнаружения примерно до 10<sup>-14</sup> см<sup>3</sup> (~10<sup>5</sup> атомов) по отдельным нуклидам. Были использованы реконструированный масс-спектрометр МИ-1201, аналого-цифровой преобразователь ПРМ и универсальная ЭВМ «Найри-2».

**Извлечение ксенона из твердых тел.** При выделении ксенона из веществ различного состава необходимо получить достаточно высокую температуру в замкнутом объеме в условиях вакуумной чистоты и низкого уровня фона по ксенону. Для полного выделения ксенона практически из любого твердого тела, содержащего делящиеся нуклиды, может быть рекомендована вакуумная печь (рис. 1). Нагревательный элемент и оболочка из экранов помещены в вакуум 10<sup>-5</sup> мм рт. ст., исследуемые образцы предварительно дегазируются при 10<sup>-7</sup> мм рт. ст. и 200 °С в течение 5–10 ч и только после этого последовательно обра-

сываются в рабочий объем печи — трубку из молибдена. Трубка предварительно откачивается при 1900–2000 °С в течение 2–5 ч, что обеспечивает удаление из стенок химически деятельных газов (водорода, азота, углекислого газа, органических соединений) и ксенона. Полноту дегазации трубки контролируют масс-спектрометром при проведении холостых опытов. После тщательной дегазации трубки фон атмосферного <sup>136</sup>Xe в ней не превышает ~10<sup>-14</sup> см<sup>3</sup> (~10<sup>5</sup> атомов).

При извлечении Xe — продукта деления из твердых тел достаточно поддерживать нужную температуру в течение 1–1,5 ч, чтобы выделить более 90% ксенона, могущего мигрировать при данной температуре (в диапазоне 500–2000 °С).

**Очистка ксенона от химически деятельных газов и гелия.** Выделившиеся из исследуемого образца газы проходят через охлаждаемую твердой двуокисью углерода (–78 °С) ловушку 4 (рис. 2), в которой недопустимо применять жидкий азот или кислород, так как при –183–196 °С ксенон удерживается на стенках ловушки. В течение 15 мин все остающиеся газы сорбируются при –196 °С на активированный уголь в ампуле 5. Гелий, нередко содержащийся в образцах, не способен сорбироваться в этих условиях на активированном угле и откачивается через вентиль 1