

$2,59 \pm 0,02 \text{ \AA}$  (вычислено из параметров решеток  $3\text{KF} \times 7\text{UF}_3$  и  $\text{K}_3\text{U}_2\text{F}_9$ ). Из полученных данных можно видеть, что при различии радиусов щелочного металла и комплексобразователя  $\Delta R_{\text{Э,М}}$  в пределах  $0,2-0,4 \text{ \AA}$  в системах  $\text{ЭF}_3-\text{MF}$  образуются упорядоченные флюоритоподобные фазы и дестабилизируются соединения в области составов  $25-50 \text{ мол. \% ЭF}_3$ , а при  $\Delta R_{\text{Э,М}} > 0,4 \text{ \AA}$  тернарные соединения с изодесмической структурой не образуются.

#### Список литературы

1. Grimes W., Cuneo D. Molten Salts as Reactor Fuels. In: Reactor Handbook, ed. C. R. Tipton, 2 ed., v. 1. Interscience, 1960.
2. Thoma R., Friedman H., Penneman R. «J. Am. Chem. Soc.», 1966, v. 88, N 5, p. 2046.
3. Friedman H. A., Weaver C. F., Grimes W. R. «J. Inorg. Nucl. Chem.», 1970, v. 32, N 9, p. 3131.

4. Bamberger C. E., Ross R. G., Baes C. F. «J. Inorg. Nucl. Chem.», 1971, v. 33, N 2, p. 767.
5. Громаков С. Д. О некоторых закономерностях равновесных систем. Изд. Казанск. ун-та, 1961.
6. Суглобова И. Г., Чиркет Д. Э. «Радиохимия», 1978, т. 20, № 3, с. 352.
7. Вдовенко В. М. и др. Там же, 1974, т. 16, № 3, с. 369.
8. Laveissière J. «Bull. Soc. franc. minéral. et crist.», 1967, v. 90, N 3, p. 304.
9. Бокий Г. Б. Кристаллохимия. М., «Наука», 1971.
10. Bode H., Voss E. «Z. anorg. allg. Chem.», 1957, v. 290, N 1, p. 1.
11. Борзенкова М. П., Кузнецова Г. Н., Новоселова А. В. «Изв. АН СССР. Сер. неорган. материалы», 1971, т. 7, № 2, с. 242.
12. Подберезская Н. В. и др. «Журн. структурн. химии», 1976, т. 17, № 1, с. 147.

Поступило в Редакцию 15.05.78

УДК 551.46.084:539.107.43

## К расчету параметров сцинтилляционных детекторов гамма-излучения малой активности

ЛУКАШИН И. Ф.

Измерения малых концентраций радиоактивных нуклидов в природных средах проводятся по пикам полного поглощения  $\gamma$ -излучения. Это относится как к источникам моноэнергетического излучения ( $^{40}\text{K}$ ,  $^7\text{Be}$  и др.), так и к каскадным  $\gamma$ -излучателям ( $^{39}\text{Cl}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{24}\text{Na}$  и др.). В первом случае пик полного поглощения определяется из общего спектра  $\gamma$ -излучения, во втором — из спектра излучения, полученного отбором совпадающих  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных двумя детекторами одновременно.

Построение и использование комплексов аппаратуры для исследования гидрогеофизических процессов с помощью полей ядерных меток требует знания таких параметров, как эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения детектором, регистрируемый поток  $\gamma$ -излучения, эффективный излучающий объем среды.

Следуя работе [1], обычно используемый цилиндрический кристалл  $\text{NaI(Tl)}$  заменим равным по объему сферическим детектором радиуса  $R$ . Тогда, согласно [2], выражение для потока  $\gamma$ -излучения в детектор из сферического слоя  $\Delta r$  имеет вид

$$\Delta\Phi(r) = \pi A \mu^{-3} \int_R^{r+\Delta r} d\xi \int_{\xi-R}^{\sqrt{\xi^2-R^2}} e^{-\xi \mu \sqrt{\xi^2-\rho^2} - R^2 \rho^{-2} - 1} d\rho, \quad (1)$$

где  $A$  — активность среды,  $\gamma$ -квант/(мин·л)  $\xi$  и  $\rho$  — переменные интегрирования.

Вводя величины  $\alpha = R \sqrt{\left(\frac{r}{R}\right)^2 - 1}$  и  $\beta = R \left(\frac{r}{R} - 1\right)$  и учитывая, что

$$\mathcal{E}_n(x) = \int_1^{\infty} e^{-xu} u^{-n} du,$$

\* Здесь и далее единицей измерения линейных размеров служит  $1/\mu$ , где  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления излучения в среде.

выражение (1) нетрудно привести к виду

$$\Delta\Phi(r) = 2\pi A \mu^{-3} r [R \mathcal{E}_2(\beta) + \mathcal{E}_3(\alpha) - \mathcal{E}_3(\beta)] \Delta r \quad (2)$$

(таблицы интегроэкспоненциальной функции  $n$ -го порядка  $\mathcal{E}_n(x)$  приведены в работе [3]).

Вероятность появления в объеме детектора  $\gamma$ -кванта, возникшего на расстоянии  $r$  от центра детектора, равна

$$\phi(r) = (2r)^{-1} \Psi(R, \alpha, \beta), \quad (3)$$

где  $\Psi(R, \alpha, \beta) = R \mathcal{E}_2(\beta) + \mathcal{E}_3(\alpha) - \mathcal{E}_3(\beta)$ .

Полный поток нерассеянного излучения в объеме детектора или в полости, вырезаемой детектором в среде, определяется интегрированием выражения (2) по  $r$  в пределах от  $R$  до  $r$ :

$$\Phi(r) = \pi A \mu^{-3} R^2 \left\{ 1 + \frac{2}{R^2} [(e^{-\beta} - e^{-\alpha}) - 3(\mathcal{E}_5(\beta) - \mathcal{E}_5(\alpha))] - 2 \frac{r}{R} (\beta) \right\}. \quad (4)$$

В пределе при  $r \rightarrow \infty$  выражение в фигурных скобках (4) обращается в единицу, и выражение для полного потока излучения в полости  $R$  в излучающе-поглощающей среде  $\mu$ ,  $A$  принимает вид

$$\Phi(\infty) = \pi R^2 \mu^{-3}. \quad (5)$$

Формула (5) впервые получена в работе [4] независимым методом.

Внутри выделенной полости поле  $\gamma$ -излучения однородно и изотропно, поэтому поток излучения в детекторе  $R_0$ , помещенном в полость  $R$ , равен

$$\Phi_0 = \pi R^2 \mu^{-3} \pi R_0^2 / \pi R^2 = \pi R_0^2 \mu^{-3} \quad (6)$$

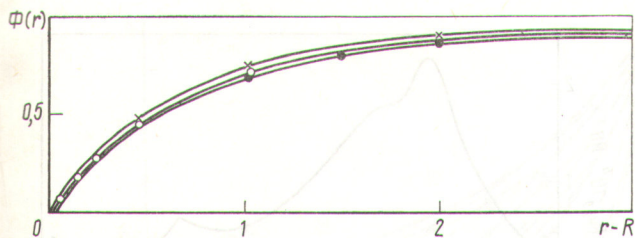
и, как было замечено в работе [5], не зависит от размеров защитной оболочки детектора, т. е. от размеров полости. Эффективность детектора определяется по формуле [2]

$$\epsilon = 1 - [1 - \exp(-2\lambda)] (2\lambda)^{-1}, \quad (7)$$

где  $\lambda = R\mu_0/\mu$  (здесь  $\mu_0$  — линейный коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения материалом детектора).

Эффективный объем среды, излучающий  $\gamma$ -кванты в детектор, определяется из выражения (4). На рисунке





Зависимость относительного потока  $\gamma$ -излучения от величины излучающего объема при  $R = 2,0$  (x);  $1,0$  (o) и  $0,5$  (●)

показана зависимость относительного потока излучения [выражение в фигурных скобках в формуле (4)], пересекающего детектор  $R$  от толщины излучающе-поглощающего слоя среды  $(r - R)$  для различных  $R$ . Относительный поток слабо зависит от размеров детектора, не более чем на 10 % для  $R$  от 0,1 до 2. Вклад сферических слоев толщиной 0,5; 1 и 3 в общий поток составляет  $>50$ ;  $\sim 75$  и  $>95$  % соответственно. Таким образом, эффективный излучающий объем среды для нерассеянного  $\gamma$ -излучения ограничен двумя-тремя длинами свободного пробега  $\gamma$ -кванта и практически не зависит от размеров детектора; периферия вносит пренебрежимо малый вклад в общий поток излучения.

Для расчета параметров регистрации каскадного излучения системой из двух детекторов радиусом  $R$ , помещенных в изотропную излучающе-поглощающую среду на расстоянии  $2l$  один от другого, используем формулу (3). Для двух каскадных  $\gamma$ -квантов с некоррелированным направлением вылета факты попадания их в один и другой детектор являются событиями независимыми. Поэтому вероятность регистрации каскада, возникшего в точке, отстоящей на расстоянии  $r$  и  $r'$  от центров детекторов,

выражается зависимостью

$$\Phi_{\gamma\gamma}(r, r') = 4 (rr')^{-1} \Psi(R, \alpha, \beta) \Psi(R, \alpha', \beta'), \quad (8)$$

а скорость счета совпадений каскадного излучения в активной среде  $A$  [пар  $\gamma$ -квантов/(мин·л)] составляет

$$\Phi_{\gamma\gamma} = A \varepsilon_{\gamma\gamma} \int_V \Phi_{\gamma\gamma}(r, r') dV. \quad (9)$$

Отсюда вытекает, что эффективность детектора каскадного излучения равна

$$\varepsilon_{\gamma\gamma} = \varepsilon^2. \quad (10)$$

Численные расчеты, проведенные по формуле (8), показывают, что наибольшая скорость счета совпадений оказывается при  $l/R = 1$ . Эффективный излучающий объем среды значительно больше, чем в случае регистрации моноэнергетического излучения. Вклад в поток каскадного излучения различных сферических объемов среды с радиусами 0,8; 2,0 и 3,6 составил соответственно 25, 50 и 75 %. Выражения (9) и (10) позволяют получить представление об активности среды по измеренной скорости счета совпадений.

### Список литературы

1. Sybesma C. Measurements of Continuous Energy Distribution Gamma-Rays in a Scattering Medium. Amsterdam, 1961.
2. Сапожников Ю. А., Лопатин В. А., Овчаренко В. П. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 3, с. 246.
3. Пагурова В. И. Таблицы интегроэкспоненциальной функции. М., 1959.
4. Косовров Г. И. «Приборы и техника эксперимента», 1982, № 5, с. 95.
5. Виноградов А. С. «Морские гидрофизические исследования», 1969, № 3 (49), с. 191.

Поступило в Редакцию 15.05.78

УДК 543.51

## Выделение водорода из стали 0X16N15M3B при нагреве

ЗАЛУЖНЫЙ А. Г., СКОРОВ Д. М., ЖОЛНИН А. Г., ОНУФРИЕВ В. Д., АФРИКАНОВ И. Н., ЦЫПЛЕНКОВ В. С.,  
ВЛАДИМИРОВ В. Г., КОПЫТИН В. П.

Изучение кинетики выделения водорода из образцов стали 0X16N15M3B проводили в процессе их равномерного нагрева со скоростью  $20^\circ\text{C}/\text{мин}$  в интервале температуры  $100-1000^\circ\text{C}$  на высоковакуумной масс-спектрометрической установке, аналогичной описанной ранее [1]. Измерение выделения водорода осуществляли при постоянной откачке газов насосом НОРД-100, соединенным с рабочим объемом установки трубопроводом с пропускной способностью  $1,28 \pm 0,13$  л/с по воздуху и  $4,8 \pm 0,5$  л/с по водороду. Применение трубопровода с пропускной способностью, значительно меньшей скорости откачки насоса, позволило оценить количество выделяющихся из образца газов, в частности водорода. Общее давление в рабочем объеме регистрировали прибором ВИТ-1А, парциальное давление отдельных газов — масс-спектрометром ИИДО-2А. Образцы представляли собой фольги различной толщины (0,05—1,0 мм) размером  $13 \times 13$  мм.

Для ненасыщенных водородом образцов на полученных кривых (рис. 1) присутствует один пик с максимумом в области  $350-400^\circ\text{C}$ . Причем положение максимума связано с природой исследуемого материала (аналогичный пик наблюдался при равномерном нагреве образцов из технической чистоты вольфрама, молибдена, тантала, меди, никеля, химически чистых железа и платины, а также графита, керамики и стекла). Высота пика сильно зависит от метода очистки поверхности (обезжиривание

спиртом, электрополировка, вакуумный отжиг), но не от толщины образца.

Наряду со спектром выделения водорода при нагреве образца снимался спектр выделения всех газов. Пик выделения водорода сопутствуют пики масс 12, 16, 15. Пик массы 12 характеризует выход CO, пики масс 16 и 15 соответствуют метану [2]. Определив количество выделившегося при этой температуре водорода и CO и общее давление газов в рабочем объеме, можно сделать вывод, что основными составляющими выделяющегося газа в данном случае являются водород и CO, количество метана на порядок меньше.

Все сказанное выше об исследовании зависимости величины пика выделения водорода от различных факторов дает возможность заключить, что этот пик скорее всего связан с диссоциацией водородсодержащих соединений, находящихся на поверхности образца. Возможность подобного процесса косвенно подтверждается результатами изучения влияния сорбированных поверхностью образца углеводородов на десорбцию водорода [3].

При насыщении образцов исследуемой стали водородом электролитическим методом при равномерном нагреве в вакууме на кривых присутствует пик с максимумом при температуре ниже  $300^\circ\text{C}$  (рис. 2). Положение пика зависит от толщины образца. Высота пика растет при увеличении времени наводороживания. Очевидно, что