

УДК 621.039.546:546.291

Накопление гелия в железе и стали 0X16H15M3B при облучении в реакторе ИРТ-2000

ЗАЛУЖНЫЙ А. Г., СКОРОВ Д. М., СТОРОЖУК О. М., ОНУФРИЕВ В. Д., АФРИКАНОВ И. Н.,
ЧЕРЕДНИЧЕНКО-АЛЧЕВСКИЙ М. В.

Существенное изменение физических и механических свойств конструкционных материалов при реакторном облучении (в частности, высокотемпературное охрупчивание и распухание) в значительной степени связано с образованием и накоплением в этих материалах в процессе нейтронного облучения газообразных продуктов ядерных (n, α)- и (n, p)-реакций — гелия и водорода.

В связи с этим изучали накопление гелия в железе чистотой 99,97%, а также в нержавеющей стали 0X16H15M3B. Перед облучением образцы исследовавшихся материалов (фольги толщиной ~ 100 мкм) подвергали стандартным термообработкам: железо отжигалось при 850°C в течение 30 мин, а сталь 0X16H15M3B — при 1050°C в течение 30 мин.

Облучение образцов указанных материалов проводили в ИРТ-2000 при температуре, не превышавшей 70°C, до флюенса тепловых нейтронов $1,9 \cdot 10^{18}$ нейтр./см² и быстрых нейтронов $4,6 \cdot 10^{17}$ нейтр./см² ($E > 2,65$ МэВ). Значения флюенса тепловых и быстрых нейтронов определяли либо в результате непосредственного мониторингования, либо рассчитывали по суммарному времени облучения на номинальной мощности реактора.

Накопление гелия в исследовавшихся материалах при нейтронном облучении изучали с помощью специально сконструированной установки [1] путем масс-спектрометрического определения количества инертного газа, выделившегося из распыленного в вакууме образца исследуемого материала. Содержание гелия в облученных металлах и сплавах определяли как среднее для трех образцов. Разброс экспериментальных результатов не превышал погрешности $\pm 15\%$ разработанной методики. Наряду с экспериментальными значениями концентрации гелия в исследовавшихся облученных материалах было рассчитано соответствующее накопление гелия в результате (n, α)-реакций [2—7].

Полученные экспериментальные данные о содержании гелия в облученных образцах железа и стали 0X16H15M3B значительно превышали (приблизительно в 100 раз) соответствующие расчетные значения (см. таблицу). Аналогичное превышение отмечалось и ранее [6, 8, 9], что объясняется отсутствием точных данных о сечениях (n, α)-реакций (погрешность в ряде случаев достигает 500% [6]), а также о пороговой энергии этих реакций; кроме того,

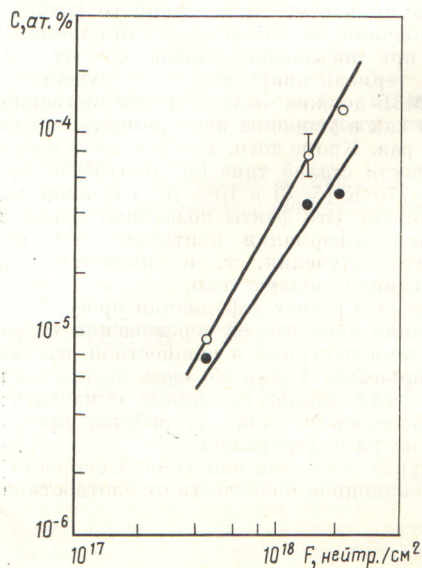
заметный вклад вносят и погрешности при определении флюенса ($\sim 30\%$) и нейтронного спектра ($\sim 25\%$).

Поэтому при расчетах использовали усредненные сечения пороговых (n, α)-реакций [2, 3, 5, 6] и так называемые эффективные сечения [4]. Следует отметить, что при использовании усредненных сечений приемлемое согласие экспериментальных и расчетных данных можно получить лишь в том случае, если спектр нейтронов реактора, в котором проводили облучение, аналогичен нейтронному спектру для которого усреднялись сечения. Таким образом, концентрации гелия в железе и стали 0X16H15M3B, облученных в исследовательском типовом реакторе ИРТ-2000, в котором плотность потока тепловых нейтронов приблизительно в 10 раз выше плотности потока быстрых ($E > 2,65$ МэВ) нейтронов, существенно отличались от расчетных. При этом минимальное расхождение экспериментальных и расчетных данных наблюдалось при использовании эффективных сечений пороговых (n, α)-реакций. Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных концентраций гелия в облученной стали 0X16H15M3B достигалось при учете двухступенчатой ядерной реакции $^{58}\text{N}(n, \gamma)^{59}\text{N}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$ на тепловых нейтронах [10]. И все-таки эти обстоятельства не объясняют наблюдавшегося значительного превышения экспериментальных значений концентрации гелия над расчетными. Как оказалось, накопление гелия в железе и стали 0X16H15M3B при облучении в ИРТ-2000 почти линейно зависит от флюенса быстрых нейтронов (см. рисунок).

Таким образом, экспериментальные данные о содержании гелия в облученных материалах позволяют утверждать, что усредненные сечения пороговых (n, α)-реакций в большинстве случаев непригодны для точного расчета содержания гелия, в связи с чем необходимы специальные экспериментальные исследования применительно к каждому конкретному спектру нейтронов.

Экспериментальные и расчетные данные о содержании гелия в железе и стали 0X16H15M3B, облученных в ИРТ-2000

Материал	Флюенс, нейтр./см ²	$C_{\text{эксп}}$, ат. %	$K = \frac{C_{\text{эксп}}}{C_{\text{расч}}}$
Железо 0X16H15M3B	$F_T = 9,6 \cdot 10^{18}$ $F_6 = 4,6 \cdot 10^{17}$	$7,6 \cdot 10^{-6}$	70 [4]
		$9,5 \cdot 10^{-6}$	100 [4]
Железо 0X16H15M3B	$F_T = 2,9 \cdot 10^{19}$ $F_6 = 1,4 \cdot 10^{18}$	$70 [4 + 10]$	
		$4,2 \cdot 10^{-5}$	120 [4]
		$7,8 \cdot 10^{-5}$	200 [4]
Железо 0X16H15M3B	$F_T = 4,0 \cdot 10^{19}$ $F_6 = 1,9 \cdot 10^{18}$	$140 [4 + 10]$	
		$4,9 \cdot 10^{-5}$	90 [4]
		$1,3 \cdot 10^{-4}$	310 [4]
			130 [4 + 10]



Накопление гелия в железе (●) и стали 0X16H15M3B (○) при облучении в реакторе ИРТ-2000

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дашковский А. И. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 3, с. 251.
2. Roy J., Hawton J. Table of Estimated Cross Sections for (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ Reactions in a Fission Neutron Spectrum CRC-1003, Atomic Energy of Canada Ltd., 1960.
3. Alter H., Weber C. «J. Nucl. Mater.», 1965, v. 16, p. 65.
4. De Pino J. «Nucl. Appl. Technol.», 1967, v. 3, p. 620.
5. Eriksson J. Private Communication. In: Weitman J., Daverhög N. Neutron Cross Sections and Technology,

- 1968, v. 1, p. 125. NBS Special Publication 229, National Bureau of Standards.
6. Dudgey N., Harkness S., Farrar H. «Nucl. Appl. Technol.», 1970, v. 9, p. 700.
7. Birss I. «J. Nucl. Mater.», 1970, v. 34, p. 241.
8. Robbins R. Ibid., 1969, v. 33, p. 101.
9. Kangilaski M., Bauer A. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1971, v. 14, p. 168.
10. Bauer A., Kangilaski M. «J. Nucl. Mater.», 1972, v. 42, p. 91.

Поступило в Редакцию 14.05.79
В окончательной редакции 10.09.79

УДК 541.15—185+539.166.9:535.3

Вычисление спектра гамма-квантов в подводной кобальтовой установке

ЕНТИНЗОН И. Р.

Одной из основных проблем радиационной физики твердого тела, а также радиационной химии и радиационной биологии является определение суммарной дозы и спектра γ -излучения. При облучении объектов на реальных кобальтовых установках существенное значение приобретает эффект многократного рассеяния γ -квантов в самом радиоизотопе, на деталях установки (элементы конструкции, включая слой биологической защиты) и в облучаемом объекте. Неучет этого физического эффекта приводит к неправильному определению поглощенной дозы [1, 2] и спектрального распределения возбуждений в облучаемом веществе. Существует ряд методов вычисления спектра γ -квантов [3—5]. Однако каждый метод имеет свои ограничения, и поэтому до сих пор сохранилась необходимость их развития. В настоящей работе развит метод вычисления спектра с учетом рассеяния квантов как на деталях установки, так и на самом облучаемом объекте. Метод пригоден для рассмотрения плоскопараллельной барьерной геометрии облучения (при произвольной толщине барьеров).

Для рассматриваемой системы плоских барьеров в силу бесконечности их по площади плотность потока квантов $N(h\nu, r)$ [$h\nu$ — энергия кванта; r — радиус-вектор] инвариантна в плоскости, параллельной плоскостям раздела слоев. Поэтому, не умаляя строгости, искомую плотность потока можно рассматривать как двумерную функцию $N(h\nu, r)$ от $h\nu$ и координаты r на оси or , перпендикулярной плоскостям раздела слоев. [Размерность функции $N(h\nu, r)$ — $\text{МэВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$].

Определение функции $N(h\nu, r)$ было проведено методом последовательных столкновений, состоящим в представлении ее в виде конечной суммы частных плотностей потоков $N_i(h\nu, r)$ квантов, претерпевших различное число процессов комптоновского рассеяния на электронах:

$$N(h\nu, r) = \sum_{i=0}^N N_i(h\nu, r), \quad (4)$$

где i — номер столкновения. Процедура поиска частных плотностей потоков в общем случае разработана, однако расчеты на ЭВМ реальны только для столкновений невысокой (3, 4) кратности [4, 5]. Это ограничение удалось преодолеть с помощью приближения, аналогичного приближению Ферми «вперед — назад» в теории замедления нейтронов [6].

Приближение «вперед — назад» состоит в разделении частной плотности потока на две части: на плотность потока квантов, пронизывающих плоскость r слева

направо (вперед) и справа налево (назад):

$$N_i(h\nu, r) = \sum_{j=0}^1 N_{ij}(h\nu, r). \quad (2)$$

Индекс $j=0$ относится к квантам, проекции направления которых на ось or не совпадают с направлением оси

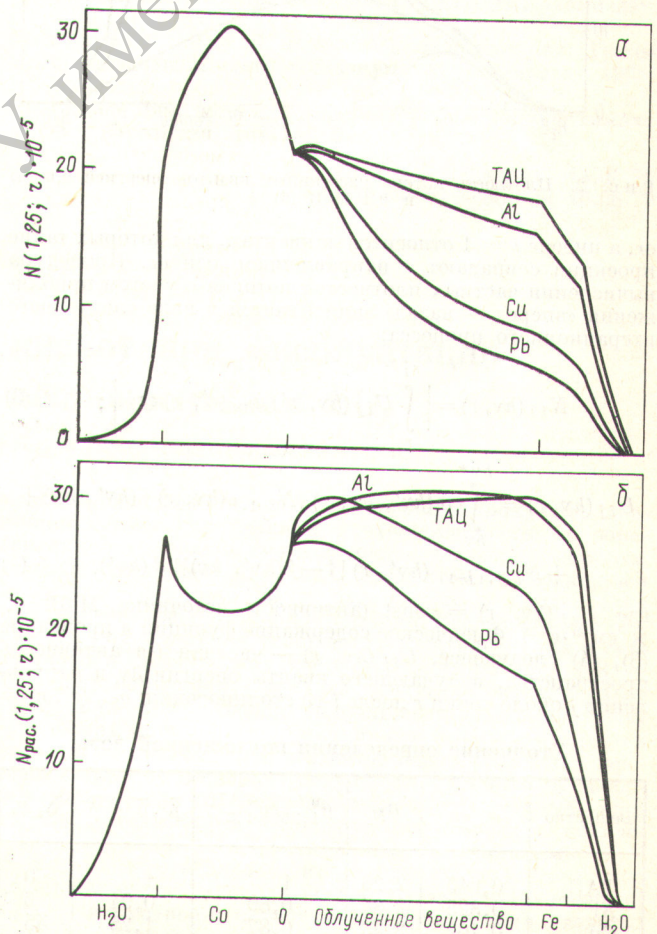


Рис. 1. Плотность потока квантов энергией 1,25 МэВ (а) и рассеянных квантов той же энергией (б)