

Результаты испытания на коррозионное растрескивание сталей в FeCl₃ при 360° С и давлении 190 мм рт. ст. (концентрация хлор-ионов 100 мг/л)

Легирующий элемент (ион)	Температура облучения, °С	Время до разрушения образцов, ч	
		0X16H15M3Б	1X13C2M2
He ⁺	~100	350	90
Ni ⁺	~100	350	30
Cr ⁺	~100	230	60
Cr ⁺	~500	30	70
Необлученные образцы		130	40

меньше 1 мкм. Наблюдаемое изменение микротвердости стали на столь значительной глубине может быть следствием радиационно-стимулированной диффузии точечных дефектов и образования дислокационных петель, которые вызывают искажения решетки и упрочняют материал [9].

Из рисунка (а, б, в) следует, что внедрение ионов металлов (никель, хром) приводит к более значительному увеличению микротвердости поверхностного слоя, чем внедрение ионов гелия. Однако при облучении ионами гелия образуется слой с постоянной твердостью (142 кгс/мм²) на всей толщине ~30 мкм, в то время как при бомбардировке ионами металлов микротвердость быстро падает. Аналогичный слой толщиной ~20 мкм с постоянной повышенной микротвердостью ~210 кгс/мм² был получен при облучении ионами гелия феррито-мартенситной стали типа 1X13C2M2 (см. рисунок, а).

Сложный характер изменения микротвердости по сечению образца стали типа 0X16H15M3Б, облученного ионами хрома при 500 °С (см. рисунок, в), по-видимому, обусловлен суммарным влиянием различных процессов, одни из которых приводят к упрочнению, другие — к разупрочнению. В частности, искажение кристаллической решетки в результате возникновения радиационных дефектов и образования мелкодисперсных фаз приводит к упрочнению имплантационного слоя. Однако при радиационном воздействии может происходить и ускоренная релаксация упругих напряжений. Наличие максимума (см. рисунок, в) может отражать совокупное влияние на микротвердость этих различных процессов. Для стали 1X13C2M2 с оцк-решеткой (см. рисунок, б, в, г) при облучении ионами метал-

лов доминирующую роль играет ускоренная релаксация напряжений.

Анализ результатов коррозионных испытаний (см. таблицу) показывает, что после поверхностного легирования ионами гелия, никеля и хрома примерно при 100 °С существенно возрастает время до разрушения стали типа 0X16H15M3Б: в 2,7 раза при облучении ионами никеля и гелия и в 1,7 раза при облучении ионами хрома. Как видно из таблицы, облучение ионами гелия (и в меньшей степени ионами хрома) феррито-мартенситной стали также приводит к увеличению ее времени до разрушения.

Из сопоставления рисунка и данных таблицы следует, что за исключением образцов стали 1X13C2M2, облученных ионами Cr⁺, наблюдается корреляция между изменением микротвердости и коррозионной стойкостью имплантационного слоя. Нельзя не отметить, что повышение коррозионной стойкости имплантационного слоя может быть связано с появлением поверхностного барьера из легирующих атомов, препятствующего диффузии в глубь образца хлор-ионов, кислорода и других стимуляторов коррозии. Возможно, что некоторое повышение коррозионной стойкости стали 1X13C2M2 после бомбардировки ионами Cr⁺ объясняется доминирующим влиянием поверхностного барьера.

В заключение авторы благодарят В. П. Воейкова за большую помощь в проведении коррозионных испытаний имплантированных образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Погодин В. П., Богоявленский В. Л., Сентюров В. П. Межкристаллитная коррозия и коррозионное растрескивание сталей в водных растворах. М., Атомиздат, 1970.
2. Suss H. «Corrosion», 1962, v. 18, N 1, p. 17; 1961, v. 17, N 2, p. 63.
3. Tozano X. e.a. «J. Japan Inst. Metals», 1960, v. 24, N 12, p. 786.
4. Ruttmann W., Gunther T. «Werkstoffe und Korrosion», 1965, N 2, S. 104.
5. Хирный Ю. М., Солодовников А. П. «Докл. АН СССР», 1974, т. 214, № 1, с. 82.
6. Attill A. e.a. «Corr. Sci.», 1976, v. 16, N 10, p. 729.
7. Бушаров Н. П. и др. «Приборы и техника эксперимента», 1967, т. 4, с. 19.
8. Lindhard J., Scharff M., Schiott H. «Kgl. danske vid selskab. Mat.-fys. medd.», 1963, Bd 33, N 14.
9. Bykov V. N., Troyan V. A. «Phys. Stat. Sol.», 1975, v. 32, p. 53.

Поступило в Редакцию 26.06.78

УДК 621.039.514.4

О нестационарной диффузии мгновенных нейтронов в быстрых сборках

КОЛЕСОВ В. Е., МАКАРОВ О. И., МАТВЕЕНКО И. П.

В экспериментах с импульсным источником мгновенных нейтронов после переходного периода характерна зависимость $\Phi_0(\vec{r}, \vec{v}) \exp(-\alpha_0 t)$, где α_0 описывает асимптотическое затухание нейтронного импульса и одинакова при измерении детекторами любой спектральной чувствительности в любой точке исследуемой системы. При слабой зависимости α_0 от $\vec{r}$ и $\vec{v}$ (что типично для быстрых реакторов) говорят о квазисимптотическом распределении потока нейтронов.

Для оценки границ диапазона существования асимптотических (или квазисимптотических) распределений актуальное значение имеет численный расчет нестационарных процессов. Ограничимся рассмотрением многогруппового одномерного нестационарного уравнения диффузии. Чис-

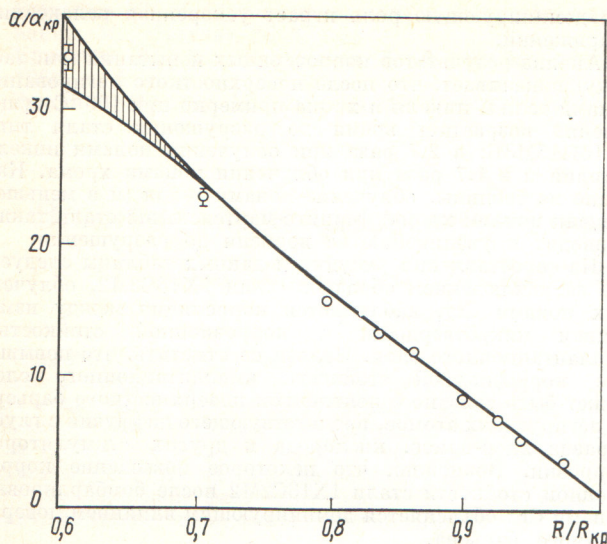
ленный метод решения такого уравнения с малым числом групп (2—3 группы) предложен в работе [1]. В настоящей работе рассматривается многогрупповая задача с числом групп более 20. Рассмотрим уравнение

$$\hat{v}^{-1} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial n} \Big|_V - \text{div } \hat{D} \text{ grad } \bar{\Phi} + \hat{\Sigma} \bar{\Phi} = \hat{S} \bar{\Phi} + \hat{T} \bar{\Phi} \quad (1)$$

с граничными и начальными условиями вида

$$\hat{D} = \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial n} \Big|_V = -\hat{l} \bar{\Phi}; \quad \bar{\Phi}(r, t) |_{t=0} = \bar{\Phi}_0(r),$$

где G — число энергетических групп; $\bar{\Phi}(r, t) = \{\bar{\Phi}^{(1)}(r, t), \bar{\Phi}^{(2)}(r, t), \dots, \bar{\Phi}^{(G)}(r, t)\}$; $\hat{S}$ — нижнетреугольная, $\hat{T}$ —



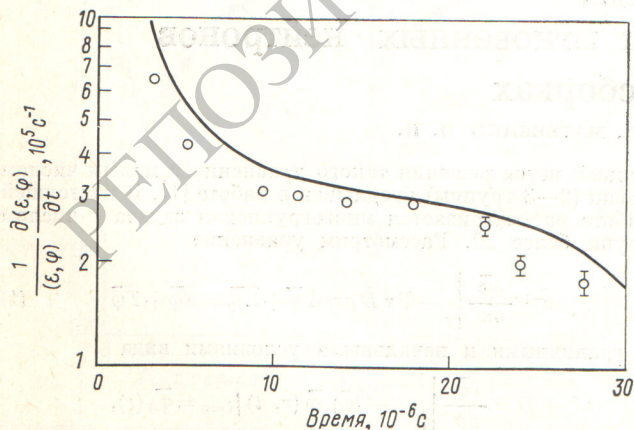
Р и с. 1. Зависимость $\alpha/\alpha_{кр}$ от радиуса сборки БФС-32: — — — расчет; $\circ$ — эксперимент

полная, $\hat{v}^{-1}$, $\hat{D}$, $\hat{\Sigma}$ и $\hat{l}$ — диагональные матрицы порядка G с неотрицательными коэффициентами. Для уравнения (1) всегда существует асимптотическое решение, однако асимптотическое распределение может устанавливаться через слишком большой промежуток времени после импульса, в то время как интерес представляет интервал времени, в течение которого поток нейтронов не упадет ниже уровня чувствительности приборов или фона.

Будем решать уравнение (1) разностным методом. Аппроксимация стационарного уравнения изучена достаточно хорошо в работе [2], поэтому перейдем сразу к дифференциально-разностному уравнению

$$\hat{v}_h^{-1} \frac{\partial \bar{\varphi}_h}{\partial t} = \hat{A}_h \bar{\varphi}_h + \hat{T}_h \bar{\varphi}_h, \quad (2)$$

где $\hat{A}_h$, $\hat{v}_h^{-1}$, $\hat{T}_h$ — разностные аппроксимации операторов $\text{div } \hat{D} \text{ grad} - \hat{\Sigma} + \hat{S}$, $\hat{v}^{-1}$, $\hat{T}$. Для больших значений времени $\varphi_h(r, t) \approx \bar{\varphi}_h(r) \exp(-\alpha_0 t)$. При численном расчете необходимо проследить динамику изменения потока нейтронов от начального импульса до установившегося значения, поэтому разностная схема должна быть асимптотически устойчивой [2]. Поскольку среди двухслойных



Р и с. 2. Зависимость логарифмической производной скорости счета от времени для сборки из двуокиси природного урана (обозначения те же)

схем для параболического уравнения только чисто невязная безусловно асимптотически устойчива, применим оператор $\hat{A}_h$ на верхнем слое по t . Матрица $\hat{T}$ является полной, ее удобнее применять на нижнем слое. Для уменьшения погрешности в асимптотическом или квазиасимптотическом состояниях введем поправки, использующие экспоненциальный по t вид решения. В результате

$$\hat{v}_h^{-1} \kappa [\bar{\varphi}_h \tau(r, t) - \bar{\varphi}_h \tau(r, t - \tau)] / \tau = \hat{A}_h \bar{\varphi}_h \tau(r, t) + \hat{T}_h \bar{\varphi}_h \tau(r, t - \tau), \quad (3)$$

где τ — шаг по времени;

$$\beta = \exp(-\alpha \tau); \quad \kappa = -d\tau / [1 - \exp(\alpha \tau)], \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{1}{-\tau} \ln \left(\frac{\|\bar{\varphi}_h \tau(r, t - 2\tau)\|}{\|\bar{\varphi}_h \tau(r, t - \tau)\|} \right).$$

Решение уравнения (3) находится для каждого значения t одномерными прогонами последовательно в группах начиная с первой. Схема (3) обладает безусловной асимптотической устойчивостью и сходимостью, причем, как показывают расчеты, введение поправок (4) значительно увеличивает точность расчета. В работе [3] для некоторых простых случаев (например, при $\hat{T}_h = 0$) доказывается, что $\alpha \rightarrow \alpha_0$, $\bar{\varphi}_h \tau \exp(\alpha t) \rightarrow \bar{\varphi}_h \text{const}$ при $t \rightarrow \infty$ для любых τ . На практике эти условия выполняются при произвольных $\hat{T}_h$ даже в более общем случае, когда поправки (4) вводятся отдельно для каждой группы.

Схема (3) была реализована в виде программы НЕСТОР (нестационарный одномерный расчет) на языке алгол для ЭВМ М-220. Для взаимного сравнения результатов экспериментов и расчетов использовались данные измерений на сборках двух типов. Первый тип — серия однозонных размножающих систем с составом, близким к составу активных зон энергетических быстрых реакторов (сборка БФС-32 [4]). Характерным для этих систем было наличие квазиасимптотических распределений потока нейтронов. Эксперимент второго типа соответствовал непрерывному изменению нейтронного спектра во времени. Изучалась сборка на основе окиси природного урана — материала для экранов быстрых реакторов. Методика измерений и параметры аппаратуры соответствовали [4] (рис. 1 и 2).

В первом случае значение α вычисляли для детекторов различной спектральной чувствительности $\epsilon(E)$. Для сборок радиусом от $R_{кр}$ до $0,7R_{кр}$ декремент α после переходного периода длительностью $\sim 1,5$ мкс практически остается постоянным. Для сборок меньших размеров α начинает заметным образом изменяться со временем и зависеть от типа детектора. На рис. 1 приведены данные для детектора с $\epsilon(E) = \Sigma_f^5(E)$. При этом в зависимости

$$\alpha(t) = \frac{1}{(\epsilon, \varphi)} \frac{\partial(\epsilon, \varphi)}{\partial t}$$

после переходного периода наблюдается участок наименьшего наклона — плато. Максимальные и минимальные значения α , приведенные на рис. 1, соответствуют начальным и конечным моментам времени, взятым симметрично относительно середины плато при спаде потока нейтронов в 10^2 раз. Во втором случае расчет и эксперимент проводили для детектора с $\epsilon(E) = \Sigma_f^5(E)$, расположенного в центре сборки. Использовалась 26-групповая система констант БНАБ.

Согласие эксперимента и расчета подтверждает применимость приближений для расчета кинетики мгновенных нейтронов в сборках (до $K_{эф} = 0,7$ и менее).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колосов Б. И. Препринт ФЭИ-275. Обнинск, 1971.
2. Самарский А. А., Гулин А. В., Устойчивость разностных схем. М., «Наука», 1973.
3. Колосов В. Е., Макаров О. И. Препринт ФЭИ-822. Обнинск, 1978.
4. Матвеев И. П. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 3, с. 262.

Поступило в Редакцию 17.07.78