

Таким образом, термические напряжения не могут вызвать прочностного разрушения коллектора. Механизм усталостного разрушения может быть объяснен следующим образом. Рассчитанные пульсирующие термические напряжения действуют на края трещин, расположенных на внешней поверхности отверстий трубной решетки выходного коллектора. Расчеты показывают, что при отключении (или включении) подогревателей перепад температуры по теплоносителю между трубками теплопередающей поверхности в области центральной перемычки может измениться на $1,2^\circ\text{C}$. Это вызывает пульсацию термических напряжений до $[\Delta\sigma]^T = 2,15 \text{ МПа}$, что составляет примерно $0,4\% [\sigma]_p$. Однако, как отмечается в работе [10], вершина трещины является концентратором напряжений, так как максимальное главное напряжение в вершине трещины может быть больше допустимого $[\sigma]_p$. Чем больше соотношение между глубиной трещины и радиусом закругленной вершины, тем более жестким концентратором напряжения она является. Авторы различных концепций едины в том, что напряжение в вершине трещины существенно больше, чем на ее краях. Так, из работы [10] следует, что напряжение в вершине трещины $\sigma^{в.т}$ может быть рассчитано по уравнению $\sigma^{в.т} = [\sigma]_t [1 + 2(h/r)^{0,5}]$, где h, r — глубина и радиус трещины соответственно, м. Если $2(h/r)^{0,5} > 270$, то $\sigma^{в.т} > [\sigma]_p$. Анализ геометрии усталостных трещин показывает, что такое соотношение размеров трещин реально. Небольшие напряжения на краях трещин, вызванные колебаниями температуры питательной воды, могут трансформироваться в напряжения, превышающие пределы прочности в вершине трещины, и, следовательно, приводить к их дальнейшему росту.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ударная коррозия входных концов трубок из углеродистой стали в подогревателях питательной воды высокого давления. — Новости зарубежной техники, 1974, вып. 95, с. 25.
2. Методические указания по эксплуатации поверхностных подогревателей турбоустановок ТЭС и АЭС. Р1.34.40.508-85. М., 1988. 62 с.
3. Махутов Н.А., Зарицкий В.В., Базарис Ж.Л. Статистические закономерности малоциклового разрушения. М.: Наука, 1989. 252 с.
4. Вакуленко Б.Ф. Перспективные конструкции подогревателей высокого давления. — Энергомашиностроение, 1985, № 11, с. 22—25.
5. Гладышев Г.П., Горин В.И., Добровольский В.Е. Исследование надежности ПВД после длительной эксплуатации. — Теплоэнергетика, 1990, № 12, с. 22—27.
6. Вакуленко Б.Ф. О регенеративных подогревателях турбоустановок К-1000-60/25 для АЭС с ВВЭР-1000. — Там же, 1991, № 11, с. 27—34.
7. Махутов Н.А., Гаденин М.М., Бурак М.И. и др. Механика малоциклового разрушения. М.: Наука, 1986.
8. Махутов Н.А., Фролов К.В., Стекольников В.В. и др. Прочность и ресурс водо-водяного энергетического реактора. М.: Наука, 1988.
9. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных электрических установок. ПНАЭ Г-7-002-86. М.: Энергоатомиздат, 1988.
10. Петров Л.Н., Сопрунок Н.Г. Коррозионно-механическое разрушение металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1991.

Поступила в Редакцию 12.07.93

УДК 669.017.16:539.12.04.001

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ БИНАРНЫХ СПЛАВОВ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ

Шевчук Ю.А. (НИФХИ им. Л.Я. Карпова)

Облучение металлических сплавов часто приводит к изменениям структурно-фазового состояния, которые вызваны появлением избыточной концентрации точечных дефектов, а также дополнительных механизмов массопереноса, связанного с диффу-

зионными потоками вакансий и межузельных атомов. Одной из причин потери стабильности сплавов под облучением является радиационно-индуцированная сегрегация, т.е. разделение компонентов сплава вблизи стоков точечных дефектов [1—3]. В разбавленных сплавах такое разделение осуществляется за счет миграции к стокам комплексов примесь—точечный дефект, в концентрированных — за счет обратного эффекта Киркендалла. В общем случае радиационно-индуцированная сегрегация ответственна как за гетерогенное зарождение примесных выделений, так и появление новых фаз в окрестности стоков точечных дефектов. Однако и эксперименты, и теоретический анализ показывают, что не всегда есть корреляция между местами появления выделений и стоков точечных дефектов, т.е. в сплавах под облучением помимо гетерогенного зарождения при определенных условиях может происходить и гомогенное зарождение выделений примесных атомов и новых фаз [4—5]. Причиной такого зарождения может быть рекомбинация межузельных атомов и вакансий либо сильное взаимодействие диффузионных потоков точечных дефектов и примеси, т.е. большие значения перекрестных коэффициентов взаимной диффузии.

Представляется целесообразным феноменологически описать поведение бинарного сплава под облучением и сформулировать условия потери стабильности. Стабильность сплава будет оценена на основе анализа устойчивости решения дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию точечных дефектов и примеси в процессе облучения. Такой подход был предложен в работе [5], а также использовался [6—7] при анализе поведения материалов в условиях облучения.

Уравнения, описывающие перераспределение точечных дефектов и примеси в бинарном сплаве А—В под облучением, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = G - K_i n_i - R n_i n_v - \text{div} \vec{J}_i; \tag{1}$$

$$\frac{\partial n_v}{\partial t} = G - K_v n_v - R n_i n_v - \text{div} \vec{J}_v; \tag{2}$$

$$\frac{\partial n_B}{\partial t} = - \text{div} \vec{J}_B, \tag{3}$$

где n_i , n_v — концентрация межузельных атомов и вакансий; n_B — концентрация примесного компонента В; G — скорость введения радиационных дефектов; R — константа рекомбинации; K_i , K_v — константа аннигиляции дефектов на стоках; \vec{J}_α ($\alpha = i, v, B$) — потоки точечных дефектов и примеси. Более детальные выражения для G и R в сплавах можно найти в работах [1—2, 8], зависимость эффективности стоков от содержания примеси в их окрестности анализируется в работах [9—10]. Чтобы не усложнять описание, будем считать эти величины постоянными. Потоки в соотношениях (1)—(3) обычно задаются с помощью выражений [5]

$$\vec{J}_\alpha = - \sum_{q=i,v,B} D_{\alpha q} \text{grad } n_q; \tag{4}$$

$$D_{\alpha q} = \sum_{r=i,v,B} L_{\alpha r} \frac{\partial \mu_r}{\partial n_q},$$

где $D_{\alpha q}$ — коэффициенты взаимной диффузии в четырехкомпонентной системе $i-v-B-A$, где за растворитель принят компонент А. Эти величины зависят от кинетических коэффициентов $L_{\alpha r}$ (коэффициентов Онзагера) и термодинамических множителей $g_{rq} = (n_q/kT) \partial \mu_r / \partial n_q$. Взаимная диффузия в четырехкомпонентной системе описывается матрицей 3×3 коэффициентов $D_{\alpha q}$, потоки пропорциональны градиентам независимой концентрации. В рамках модели Даркена коэффициенты взаимной диффузии

можно выразить через коэффициенты диффузии компонентов и дефектов D_j^* и термодинамические множители с помощью соотношения

$$D_{aq} = \sum_{m=i,v,B} \{ \delta_{am} D_m^* - n_\alpha (D_m^* - D_\Lambda^*) \} (n_m/n_q) g_{mq}, \quad (5)$$

где δ_{am} — символ Кронеккера, величины g_{mq} могут быть рассчитаны, если известна зависимость свободной энергии сплава от содержания примеси и концентрации точечных дефектов. Выражения для коэффициентов диффузии дефектов и примеси можно найти в работах [1, 2]. Видоизменим выражение для потока примеси В. Часть потока термически активируемой диффузии, пропорциональную градиенту концентрации атомов примеси (см. уравнение 4), запишем в представлении Кана, как это делалось в работе [11]:

$$\vec{J}'_B = -M \left(f'' \frac{\partial n_B}{\partial x} - 2\mathfrak{R} \frac{\partial^3 n_B}{\partial x^3} \right), \quad (6)$$

где f'' — вторая производная свободной энергии по составу; \mathfrak{R} — градиент энергии; M — подвижность, причем

$$M = \frac{n_B(1-n_B)}{xT} [n_B D_\Lambda^* + (1-n_B) D_B^*] = \frac{n_B(1-n_B)}{xT} D_0.$$

Здесь x — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура. Такая запись возможна, так как концентрация межузельных атомов и вакансий мала по сравнению с содержанием примеси, следовательно, величина D_{BB} , определяемая по формуле (5), стремится к своему предельному значению — коэффициенту взаимной диффузии в бинарной системе А—В. Такое видоизменение позволит в дальнейшем описать поведение сплава под облучением в рамках теории спинодального распада Кана—Хачатуряна, но с параметрами, зависящими от условий облучения.

Что касается влияния напряжений, имеющих различное происхождение, то в величине f'' можно в явном виде учесть вклад внутренних напряжений и их снятие за счет появления избыточных вакансий [12]

$$f'' = f''_{\text{хим}} + 2u_0^2 \Lambda, \quad (7)$$

где $f''_{\text{хим}}$ — вклад в свободную энергию, обусловленный химическим взаимодействием атомов; u_0 — концентрационный коэффициент расширения решетки; Λ определяется по формуле $\Lambda = 4/9 [(1 + \sigma)/(1 - \sigma)] GV$, где G — модуль сдвига; σ — коэффициент Пуассона. Внутренние напряжения снимаются при концентрации вакансий $c_v^0 = 3u_0 \Delta c_{\text{нкг}}$ [13], где $\Delta c_{\text{нкг}}$ — ширина двухфазной некогерентной области несмешиваемости на диаграмме состояния сплавов. Этот результат известен из теории образования К-состояния [13]. Приближенно учесть эффект снятия внутренних напряжений можно, введя в соотношение (7) величину u_0 , зависящую от концентрации вакансий в стационарном состоянии \bar{n}_v :

$$u_0 \rightarrow u_0 \left(1 - \frac{\bar{n}_v}{c_v^0} \right) = u_0 \left(1 - \frac{\bar{n}_v}{3u_0 \Delta c_{\text{нкг}}} \right), \quad \bar{n}_v \leq c_v^0, \quad u_0 = 0, \quad \bar{n}_v > c_v^0.$$

Тогда соотношение (7) примет вид

$$f'' = f''_{\text{хим}} + \frac{8}{9} \frac{1 + \sigma}{1 - \sigma} GV u_0^2 \left(1 - \frac{\bar{n}_v}{3u_0 \Delta c_{\text{нкг}}} \right)^2.$$

Полный диффузионный поток примеси, входящий в соотношение (3), состоит из двух частей [11]: $\vec{J}'_B = \vec{J}'_B^{\text{th}} + \vec{J}'_B^{\text{bal}}$, где \vec{J}'_B^{th} — поток термически активируемой взаимной

диффузии, определяемый соотношением (4) с учетом уравнения (6); \vec{J}_B^{bal} — поток, обусловленный эффектом радиационного перемешивания ("баллистический эффект"). Согласно данным [11] изменение числа атомов сорта j в точке x за счет облучения может быть описано следующим уравнением:

$$\frac{\partial n_j(x)}{\partial(\phi t)} = \int dz [n_j(x-z)F_j(x-z, z) - n_j(x)F_j(x, z)], \quad (8)$$

где $n_j(j = A, B)$ — концентрация компонентов в сплаве; ϕ — радиационный поток; $F_j(x, z)$ — плотность вероятности того, что атом j может быть выбит из положения x в положение между $x+z$ и $x+z+dz$. Разлагая сомножители первого слагаемого в квадратных скобках (8) в ряды Тейлора и перемножая, получим

$$\frac{\partial n_j(x)}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} D_j^{(2)} n_j + \frac{\partial^4}{\partial x^4} D_j^{(4)} n_j, \quad (9)$$

где $D_j^{(2)}, D_j^{(4)}$ — второй и четвертый моменты функции $\phi F_j(x, z)$:

$$D_j^{(2)} = \frac{1}{2} \phi \int z^2 F_j(x, z) dz;$$

$$D_j^{(4)} = \frac{1}{24} \phi \int z^4 F_j(x, z) dz.$$

Выражение (9) справедливо при изотропном облучении ($F_j(x, z) = F_j(x, -z)$). Выражение для потоков компонентов, вызванных баллистическим эффектом, имеют вид

$$J_j^{bal} = -D_j^{(2)} \frac{\partial n_j}{\partial x} - D_j^{(4)} \frac{\partial^3 n_j}{\partial x^3}$$

и выполняются, если $D_j^{(2)}, D_j^{(4)}$ не зависят от координаты x . Если $D_A^{(2)} \neq D_B^{(2)}$, то радиационное перемешивание за счет баллистического эффекта описывается с помощью потока взаимной диффузии

$$\vec{J}_B^{bal} = \vec{J}_B - n_B(\vec{J}_B + \vec{J}_A) = -\tilde{D}_{bal} \frac{\partial n_B}{\partial x} - 2\mathfrak{R}_{bal} \frac{\partial^3 n_B}{\partial x^3} \quad (10)$$

с коэффициентами, определяемыми по формулам, которые аналогичны формуле Даркена:

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{bal} &= n_A D_B^{(2)} + n_B D_A^{(2)}; \\ 2\mathfrak{R}_{bal} &= n_A D_B^{(4)} + n_B D_A^{(4)}. \end{aligned}$$

Запись (10) идентична потоку термически активируемой взаимной диффузии в представлении Кана (6). Окончательное выражение для потока примеси В, входящее в систему (1)–(3), имеет вид

$$J_B = -M \left(f'' + \frac{\tilde{D}_{bal}}{M} \right) \frac{\partial n_B}{\partial x} + 2(\mathfrak{R}M - \mathfrak{R}_{bal}) \frac{\partial^3 n_B}{\partial x^3} - D_{Bi} \frac{\partial n_i}{\partial x} - D_{Bv} \frac{\partial n_v}{\partial x}.$$

Исследуем систему уравнений (1)–(3) на устойчивость относительно появления концентрационных неоднородностей. Зададим концентрацию, входящую в систему (1)–(3), в виде

$$n_\alpha = \bar{n}_\alpha + v_\alpha(k, t) \exp ikx, \quad (11)$$

где \bar{n}_α соответствует среднему содержанию примеси в сплаве при $\alpha = B$ и стационарной концентрации при $\alpha = i, v$; $v_\alpha(k, t)$ — амплитуда концентрационной волны, зависящая от k и времени t ; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число (λ — длина волны). После подстановки соотношения (11) в систему (1)–(3) получим в линейном приближении следующее выражение для амплитуд концентрационных волн:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i}{\partial t} &= (-k^2 D_{ii} - R\bar{n}_v - K_i)v_i + (-k^2 D_{iv} - R\bar{n}_i)v_v + (-k^2 D_{iB})v_B; \\ \frac{\partial v_v}{\partial t} &= (-k^2 D_{vi} - R\bar{n}_v)v_i + (-k^2 D_{vv} - R\bar{n}_i - K_v)v_v + (-k^2 D_{vB})v_B; \\ \frac{\partial v_B}{\partial t} &= (-k^2 D_{Bi})v_i + (-k^2 D_{Bv})v_v + \left[-k^2 M \left(f'' + \frac{\tilde{D}_{bal}}{M} \right) \right] v_B + \\ &\quad + [-k^4 2(\Re M - \Re_{bal})] v_B. \end{aligned} \quad (12)$$

Для исследования устойчивости следует найти собственные значения матрицы коэффициентов при v_α и проанализировать их знаки [5]. Однако учтем, что подвижность межузельных атомов и вакансий гораздо выше, чем у атомов примеси. Перераспределение атомов В идет на фоне уже установившихся неоднородностей распределения межузельных атомов и вакансий [14], поэтому в первых двух уравнениях системы (12) можно положить производные по времени равными нулю и выразить величины v_i и v_v через v_B :

$$v_i = -k^2 \frac{D_{iB}(k^2 D_{vv} + R\bar{n}_i + K_v) - D_{vB}(k^2 D_{iv} + R\bar{n}_i)}{(k^2 D_{ii} + R\bar{n}_v + K_i)(k^2 D_{vv} + R\bar{n}_i + K_v) - (k^2 D_{vi} + R\bar{n}_v)(k^2 D_{iv} + R\bar{n}_i)} v_B; \quad (13)$$

$$v_v = -k^2 \frac{D_{vB}(k^2 D_{ii} + R\bar{n}_v + K_i) - D_{iB}(k^2 D_{vi} + R\bar{n}_v)}{(k^2 D_{ii} + R\bar{n}_v + K_i)(k^2 D_{vv} + R\bar{n}_i + K_v) - (k^2 D_{vi} + R\bar{n}_v)(k^2 D_{iv} + R\bar{n}_i)} v_B. \quad (14)$$

Подставив выражения (13), (14) в третье уравнение системы (12), для эволюции примеси В получим

$$\frac{\partial v_B}{\partial t} = -k^2 M \left[f'' + \frac{\tilde{D}_{bal}}{M} + 2 \left(\Re - \frac{\Re_{bal}}{M} - \frac{\varphi_0(k, D_{ij}, R, K_\alpha, \bar{n}_\alpha)}{2M} \right) k^2 \right] v_B, \quad (15)$$

где $\varphi_0(k, D_{ij}, R, K_\alpha, \bar{n}_\alpha) = [D_{Bi}v_i + D_{Bv}v_v] v_B^{-1} k^{-2}$.

При $k \rightarrow 0$ (большая длина волны) функция φ_0 стремится к постоянному значению и дает поправку к градиенту энергии:

$$\varphi_0(\dots) = \frac{D_{Bi}D_{vB}R\bar{n}_i - D_{Bi}D_{iB}(R\bar{n}_i + K_v) - D_{Bv}D_{vB}(R\bar{n}_v + K_i)}{RK_i\bar{n}_i + RK_v\bar{n}_v + K_iK_v}.$$

При $k \rightarrow \infty$ функция φ_0 вносит вклад в значение второй производной от свободной энергии.

Решением уравнения (15) будет функция

$$v_B(k, t) = v_B(k, 0) \exp[-k^2 M (\varphi'' + 2\Re' k^2) t], \quad (16)$$

где введены следующие обозначения:

$$\varphi'' = f''_{хим} + \frac{8}{9} \frac{1 + \sigma}{1 - \sigma} G V u_0^2 \left(1 - \frac{\bar{n}_v}{3u_0 \Delta c_{нкг}} \right)^2 + \frac{\alpha T}{n_B(1 - n_B)} \frac{\tilde{D}_{bal}}{D_0}, \quad (17)$$

$$\Re' = \Re - \frac{\alpha T}{n_B(1 - n_B)} \cdot \frac{\Re_{bal}}{D_0} - \frac{\alpha T}{n_B(1 - n_B)} \cdot \frac{\varphi_0(\dots)}{2D_0}. \quad (18)$$

Сплав будет устойчив под облучением, если $v_B(k, t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$, и не устойчив относительно появления концентрационных неоднородностей в противном случае. Потерю стабильности согласно соотношению (16) описывает неравенство $\varphi'' + 2\Re' k^2 < 0$. Выражение (16) для амплитуды концентрационной неоднородности совпадает с полученным в теории спиноподобного распада Кана—Хачатуряна, но с за-

висимыми от условий облучения поправками к значению второй производной от свободной энергии и значению градиента энергии. Из соотношений (16)—(18) следует, что существенное изменение структурно-фазового состояния в результате действия облучения произойдет в том случае, если величины φ'' и f'' или \mathfrak{R} и \mathfrak{R}' будут иметь разные знаки. Положительное значение градиента энергии соответствует распадающимся сплавам, отрицательное — упорядочивающимся. Следовательно, при смене знака градиента энергии в результате действия облучения возможно появление или растворение интерметаллических соединений. Отрицательное значение φ'' ($\mathfrak{R}' > 0$) ведет к радиационно-индуцированному спинодальному распаду.

Квазистационарное распределение концентрации примеси, устанавливаемое в результате действия облучения, находится из условия минимума функционала [11, 13]:

$$\tilde{F}(\{c(x)\}) = \int \left[\varphi(c) + \mathfrak{R}' \left(\frac{dc}{dx} \right)^2 \right] dx,$$

где $\varphi(c)$ определяется путем интегрирования выражения (17). В точке экстремума

$$\frac{\delta \tilde{F}}{\delta c} = \varphi' - 2\mathfrak{R}' \frac{d^2c}{dx^2} = \mu, \quad (19)$$

где величина μ играет роль химического потенциала. Уравнение (19) имеет ту же форму, что и уравнение движения классического нелинейного осциллятора. Величины x , c , $2\mathfrak{R}'$ играют роль времени, координаты и массы осциллятора соответственно, $(-\varphi' + \mu)$ — возвращающей силы. Решения уравнения (19) в случае потери стабильности сплава проанализированы в работе [13], где показано, что состоянию абсолютного минимума $F[c(x)]$ соответствует распределение концентрации, описывающее две равновесные фазы и разделяющий их пограничный слой; точке перевала отвечает распределение, описывающее одномерный критический зародыш; наконец, метастабильному состоянию соответствует периодическое распределение концентрации примеси.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wiedersich H., Okamoto P., Lam N. A theory of radiationinduced segregation in concentrated alloys. — J. Nucl. Mater., 1979, v. 83, № 1, p. 98—108.
2. Бакай А.С., Туркин А.А. К теории роста выделений в сплавах замещения под облучением. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1988, вып. 1(43), с. 3—10.
3. Бакай А.С., Туркин А.А. Фазовая стабильность бинарных сплавов под облучением. Рост когерентных и некогерентных выделений новой фазы в концентрированных сплавах. — ФММ, 1991, № 3, с. 67—76.
4. Cauvin R., Martin G. Radiation induced homogeneous precipitation in undersaturated solid solutions. — J. Nucl. Mater., 1979, v. 83, p. 67—78.
5. Martin G. Contribution of dissipative processes to radiation induced solid-solution instability. — Phys. Rev. B, 1980, v. 21, № 6, p. 2122—2130.
6. Девятко Ю.Н., Тронин В.Н. Восходящая диффузия вакансий и неустойчивость облучаемого вещества. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 6, с. 278—280.
7. Девятко Ю.Н., Тронин В.Н. Возникновение зародышей новой фазы в облучаемых металлах. — ФММ, 1987, т. 63, № 4, с. 635—644.
8. Платов Ю.Н., Симаков С.В. Образование и рост скоплений точечных дефектов и нестабильность бинарных твердых растворов в условиях облучения. — Там же, 1986, т. 61, № 2, с. 213—217.
9. Голубов С.И. Влияние радиационно-стимулированной сегрегации компонентов бинарного сплава замещения на эффективность стоков точечных дефектов. — Металлофизика, 1989, 11, № 2, с. 10—17.
10. Печенкин В.А., Эпов Г.А. Теоретическое исследование радиационно-стимулированной сегрегации компонентов двойных и тройных сплавов замещения на стоках точечных дефектов. — ФММ, 1991, № 3, с. 58—66.
11. Martin G. Phase stability under irradiation. Ballistic effects. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, № 3, p. 1424—1436.
12. Иванов Л.И., Волков М.Г., Платов Ю.М. и др. Механизм распада сплава медь—никель в условиях облучения. — ФХОМ, 1988, № 1, с. 28—33.
13. Хачатурян А.Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.: Наука, 1974. 384 с.
14. Девятко Ю.Н., Тронин В.Н. Кинетические уравнения системы взаимодействующих точечных дефектов в облученном металле: Препринт МИФИ 026-88, 1988. 24 с.

Поступила 27.02.92

В окончательной редакции 13.09.93