

РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

ФИЗИКА РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ И ЯВЛЕНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

УДК 539.219.3

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ВРЕМЕННУЮ ЭВОЛЮЦИЮ МИКРОСТРУКТУРЫ В СПЛАВАХ

В.В. Слезов¹, А.В. Субботин², О.А. Осмаев^{3, 1}

¹ *Институт теоретической физики им. академика А.И. Ахиезера
ННЦ «Харьковский физико-технический институт», г. Харьков;*

² *ФГУП Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники
им. Н.А. Доллежала, г. Москва, Россия;*

³ *Украинская государственная академия железнодорожного транспорта,
г. Харьков, Украина*

Рассмотрена эволюция микроструктуры металлов и сплавов, которые находятся под облучением, что в свою очередь ведет к набуханию материала (если облучение приводит к образованию пар Френкеля). Получена замкнутая система уравнений, описывающая эволюцию во времени микроструктуры материала, находящегося под облучением. Найдены выражения для скорости набухания. Показано, что при постоянном источнике точечных дефектов (число пар Френкеля на узел решетки) набухание линейно по времени.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что достаточно длительное облучение кристаллических твёрдых тел нейтронами, ионами и т.д. с энергиями, достаточными для образования пар точечных дефектов (межузельный атом плюс вакантный решёточный узел) приводит к эволюции микроструктуры и, в конечном итоге, физических и механических свойств.

В материалах (металлах, сплавах), подвергаемых облучениям разного рода, происходит эволюция их микроструктуры. Эта микроструктура определяется возникновением пористости и развитием дислокационной подсистемы материала. Естественно, интенсивность развития микроструктуры определяется видом облучения и его характеристиками (энергетическими и зарядовыми спектрами, сечениями ядерных реакций и т.д.). Эти характеристики определяют в свою очередь интенсивность рождения вакансий и межузельных атомов – пар Френкеля, различных примесей, в том числе и газовых.

При температурах выше температур подвижности точечных дефектов ($T \geq 0,3 T_{\text{плавления}}$) роль рекомбинации падает, и распад пересыщенного твёрдого раствора происходит в основном посредством зарождения и развития двух- и трёхмерных комплексов таких, как вакансионные поры, выделения новых фаз, дислокационные петли межузельного и вакансионного типов, а также развития уже существующей дислокационной структуры, что в конечном итоге и является эволюцией микроструктуры материала.

Рассматриваются те виды облучения материала, которые приводят только к появлению в материале

пар Френкеля на узел решетки в единицу времени $k = k_v = k_i$. Развитие микроструктуры материала приводит к его набуханию.

Физической причиной этого явления в рассматриваемых условиях является различие в стоках межузельных атомов и вакансий на дислокациях, которое определяется различием в энергиях взаимодействия точечных дефектов – вакансий V и межузельных атомов i с упругим полем дислокаций.

В данной работе эволюция микроструктуры рассмотрена на примере чистого металла – при длительном образовании и распаде двухкомпонентного твёрдого раствора вакансий и межузельных атомов, приводящих к образованию вакансионных пор, дислокационных петель, переползанию элементов существующей дислокационной структуры. Нами также не делается различия между различно ориентированными дислокационными петлями и элементами дислокационной структуры.

Процесс эволюции рассмотрен на стадии, предшествующей стадии коалесценции, при постоянном режиме облучения.

I. ОСНОВНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Для формулировки системы уравнений, описывающей эволюцию во времени микроструктуры материала, находящегося под облучением, необходимо получить потоки точечных дефектов на поры и дислокации, которые и определяют скорости их развития. При нахождении этих потоков, в условиях генерации точечных дефектов, исходными уравнениями являются нестационарные диффузионные уравнения

с источниками точечных дефектов (в объеме материала) и стоками. Стоками в рассматриваемой системе являются поверхности макродефектов. А аннигиляция (рекомбинация) точечных дефектов в объеме является незначительной, и ею, как правило, можно пренебречь [1, 2]. В такой точной постановке проблема очень сложна и аналитически ее не удастся решить.

Однако если учесть, что, как правило, время установления квазистационарного состояния или, другими словами, время подстройки распределения точечных дефектов в пространстве к внешним условиям в данный момент времени значительно меньше характерного времени изменения внешних условий, то с хорошей точностью (порядка отношения этих времен по сравнению с единицей) проблему можно решить аналитически [1,2]. Далее будем считать, что это условие выполнено, а критерий этого укажем ниже, так как он определяется коэффициентами этих уравнений. Отметим, что так как исследуются диффузионные процессы в ансамбле макродефектов с источниками точечных дефектов, то получение потока точечных дефектов на определенный макродефект требует рассмотрения одновременно всего ансамбля [1,2]. Как показано в [1,2], при достаточно малой объемной доле макродефектов (практически при произвольной доле) многочастичную проблему можно свести к одночастичной. Поэтому можно рассматривать каждый макродефект в некоторой эффективной среде, которая определяется усреднением по положениям всех макродефектов, кроме выделенного вне его области «влияния» [1,2].

2. ПОТОКИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА МАКРОДЕФЕКТЫ

Как показано в [1,2], с достаточно хорошей точностью для вычисления средних величин, потоки вакансий и межузельных атомов имеют вид:

– на единицу поверхности поры:

$$j_V^p = - \frac{D_V}{R} \left(\Delta_V - \frac{\alpha^V}{R} \right), \quad (1)$$

$$j_i^p = - \frac{D_i}{R} \left(\Delta_i + \frac{\alpha^i}{R} \right);$$

– на единицу длины дислокационной линии прямолинейной дислокации:

$$j_V^D = - A_V D_V \Delta_V, \quad A_V = \frac{2\pi}{\ln \frac{L}{r_V}},$$

$$j_i^D = - A_i D_i \Delta_i, \quad A_i = \frac{2\pi}{\ln \frac{L}{r_i}}; \quad (2)$$

– на единицу длины круговой дислокационной петли.

$$\tilde{j}_V^D = - \tilde{A}_V D_V \left(\Delta_V - \frac{\alpha^V}{R_D} \right), \quad \tilde{A}_V = \frac{2\pi}{\ln \frac{8R_D}{r_V}} \approx A_V,$$

$$\tilde{A}_i = \frac{2\pi}{\ln \frac{8R_D}{r_i}} \approx A_i, \quad (3)$$

где: Δ_V, Δ_i – пересыщенности в материале вакансиями, межузельными атомами: $\Delta_V = c_V - c_\infty^V$, $\Delta_i = c_i - c_\infty^i$; c_V, c_i – концентрации вакансий и межузельных атомов; c_∞^V, c_∞^i – соответствующие равновесные концентрации у плоской границы; D_V, D_i – коэффициенты диффузии вакансий и межузельных атомов в материале; R – радиус поры; R_D – радиус дислокационной петли.

$\alpha^V = c_\infty^V \frac{2\sigma\omega}{T}$, $\alpha^i = c_\infty^i \frac{2\sigma\omega}{T}$, где σ – поверхностное натяжение; ω – объем на атом в материале; T – температура в энергетических единицах.

$$\alpha_V^D = c_\infty^V \frac{a}{2\pi} \frac{\omega G}{(1-\nu)T} \ln \frac{R_D}{a};$$

$$\alpha_i^D = c_\infty^i \frac{a}{2\pi} \frac{\omega G}{(1-\nu)T} \ln \frac{R_D}{a},$$

где a – параметр решетки материала; G – модуль сдвига решетки; ν – коэффициент Пуассона.

В формулах верхние знаки в скобках относятся к вакансионным, нижние – к межузельным дислокационным петлям; L – длина дислокационной ячейки в материале; r_V – радиус захвата дислокацией вакансии; r_i – радиус захвата дислокацией межузельного атома ($r_i \gg r_V$).

В выражениях (2), (3) взаимодействие точечных дефектов с дислокацией заменено эффективным радиусом захвата. Это можно сделать в силу слабой логарифмической зависимости от него всех величин. Формулы (2), (3) имеют вид хорошо известных потоков точечных дефектов на изолированную прямолинейную дислокацию, дислокационную петлю в отсутствии источников точечных дефектов в объеме.

Как показано в [1,2], это связано с тем, что источники играют существенную роль в балансе точечных дефектов, а в потоках дают малые поправки, которыми в нулевом приближении можно пренебречь. Рекомбинацией точечных дефектов можно практически всегда пренебречь [1,2], так как в потоках появляются малые добавочные члены (связанные с рекомбинацией) по сравнению с единицей, а именно:

для пор порядка

$$\frac{1}{2} \left(\frac{R}{R_{0V}} \right) \ll 1,$$

где R_{0V} – радиус «влияния» поры ($R_{0V} \gg R$);

для прямолинейных дислокаций порядка

$$\left(\ln \frac{L}{a} \right)^{-1} \ll 1;$$

для круговых дислокаций порядка

$$\frac{k_0 \left(\frac{R_v^D}{l_v} \right)}{R_v^D \frac{d}{dr} k_0 \left(\frac{r}{l_v} \right) \Big|_{r=R_v^D} \ln \frac{R_v^D}{r_v}} \approx \left(\ln \frac{L}{r_v} \right)^{-1} \ll 1,$$

здесь k_0 – функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента. Для нее

$$\frac{k_0 \left(\frac{R_v^D}{l_v} \right)}{R_v^D \frac{d}{dr} k_0 \left(\frac{r}{l_v} \right) \Big|_{r=R_v^D}} \approx - \frac{2}{3},$$

где $l_v \approx R_v^D$ – радиус «влияния» дислокаций, а l_v – длина экранировки [1,2] другими макродефектами (элементами микроструктуры), диффузионного поля точечных дефектов, выделенного макродефекта.

Уравнения баланса точечных дефектов в облучаемых материалах имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d \Delta_v}{d t} &= - A_v D_v \Delta_v F + K - \int_0^{\infty} f_p 4\pi R^2 \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^v dR; \\ \frac{d \Delta_i}{d t} &= - A_i D_i \Delta_i F + K + \int_0^{\infty} f_p 4\pi R^2 \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^i dR, \end{aligned} \quad (4)$$

где $F = \rho + \int_0^{\infty} 2\pi R f^D dR$ – периметр дислокационных линий в единице объема; ρ – плотность дислокаций, которые могут поглощать и испускать точечные дефекты $\rho \approx 1/L^2$; f^D – функция распределения по радиусам на единицу объема дислокационных петель (размерность $1/\text{см}^4$); f_p – функция распределения пор по размерам на единицу объема (размерность $1/\text{см}^4$).

$\left(\frac{d R}{d t} \right)_p^v = - j_v$ – изменение радиуса поры в результате потока вакансий; K – число пар Френкеля на узел решетки, рождаемых в единицу времени;

$$\left(\frac{d R}{d t} \right)_p^i = + j_i$$
 – изменение радиуса поры в результате потока междоузлий:

уравнения имеют вид:

$$\left(\frac{d R}{d t} \right)_p = - j_v + j_i = \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^v - \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^i. \quad (5)$$

Положительным потоком точечных дефектов на поры, как обычно, считается направление по нормали к поверхности поры.

Для того чтобы система уравнений эволюции микроструктуры материала, находящегося под облучением, была замкнутой, нужно еще к системе уравнений (1,2,3,4,5) добавить уравнения для временной эволюции функции распределения по размерам ансамбля пор и дислокационных петель и соответствующие начальные данные.

Нас будет интересовать процесс эволюции микроструктуры материала на стадии уже заметного распухания, когда дислокационная подсистема уже стабилизировалась, а число пор изменяется достаточно медленно. Поэтому можно, с хорошим приближением, считать периметр дислокаций и медленно изменяющееся количество пор в единице объема величинами квазистационарными.

Кроме того, как видно из уравнений (1) и (2), в случае если $K^{-1} \gg (\rho D_v)^{-1}$ или $\rho D_v \gg K$, будем предполагать, что в масштабе времени K^{-1} уравнения (1), (2) являются квазистационарными.

Другими словами, величины Δ_v и Δ_i успевают «следить» за медленным изменением стоков и источника точечных дефектов. Это означает, что систему уравнений (4) в масштабе времени $\Delta t \gg K^{-1}$ можно считать квазистационарной.

$$\begin{aligned} - A_v D_v \Delta_v F + K - \int_0^{\infty} f_p 4\pi R^2 \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^v dR &= 0; \\ - A_i D_i \Delta_i F + K + \int_0^{\infty} f_p 4\pi R^2 \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^i dR &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Вычитая в этой системе из первого выражения второе и замечая, что

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} f_p 4\pi R^2 \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^v dR &= 4\pi N \bar{R} D_v \left(\Delta_v - \frac{\alpha^v}{\bar{R}} \right); \\ \int_0^{\infty} f_p 4\pi R^2 \left(\frac{d R}{d t} \right)_p^i dR &= - 4\pi N \bar{R} D_i \left(\Delta_i + \frac{\alpha^i}{\bar{R}} \right), \end{aligned}$$

где N – число пор в единице объема, получим:

$$\begin{aligned} - A_v F (D_v \Delta_v - D_i \Delta_i (1 + \eta)) - \\ - 4\pi N \bar{R} \left[(D_v \Delta_v - D_i \Delta_i) - D^* \frac{2\sigma\omega}{\bar{R}T} \right] &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь учтено, что $A_i = A_v (1 + \eta)$;

$$\eta = \left(\ln \frac{r_i}{r_v} \right) \left(\ln \frac{L}{r_v} \right)^{-1} \ll 1, \quad D^* = D_v c_v^* + D_i c_i^*.$$

Действительно: $A_i = A_v \frac{1}{1 - \eta} \cong A_v (1 + \eta)$ и

$\bar{R} \approx \frac{1}{N} \int f R dR$ – средний размер пор.

Обозначая $D^* \Delta^* = D^v \Delta^v - D^i \Delta^i$ или

$$\Delta^* = \frac{D^v \Delta^v - D^i \Delta^i}{D^*}$$
 перепишем (7) в виде:

$$\begin{aligned}
& - A_v F D^* \Delta^* + A_v F D_i \Delta_i \eta - \\
& - 4\pi N \bar{R} D^* \Delta^* + 4\pi N D^* \frac{2\sigma\omega}{T} = 0. \quad (8)
\end{aligned}$$

Для $D_i \Delta_i$ из (6) имеем:

$$- A_i D_i \Delta_i F + K - 4\pi N \bar{R} D_i \left(\Delta_i + \frac{\alpha^i}{\bar{R}} \right) = 0. \quad (9)$$

В соотношении (8) первые два члена определяют избыток межузельных атомов, захваченных дислокационной подсистемой материала в единицу времени и дающих, соответственно, добавочные атомные плоскости или, другими словами, это и есть распухание материала.

Вторые два члена есть пористость на единицу объема, возникающая в единицу времени, в точности равная первым двум членам. Это очевидно, так как пористость материала и определяется добавочными узлами решетки и, соответственно, отсутствием этих узлов (пористость), откуда они ушли на добавочные атомные плоскости.

Распухание материала удобнее изучать по его пористости. Это связано с тем, что в дислокационной подсистеме, нарастая, атомные плоскости «сливаются» и дают полные атомные плоскости, не изменяя практически периметра дислокаций в единицу объема в уже достаточно хорошо стабилизированной подсистеме дислокаций [4].

Таким образом, скорость распухания ε'_{ii} можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
\varepsilon'_{ii}{}^D &= -2\pi A_v F D^* \Delta^* + 2\pi A_v F D_i \Delta_i \eta = \varepsilon'_{ii}{}^P = \\
&= 4\pi N \bar{R} D^* \Delta^* - 4\pi N D^* \frac{2\sigma\omega}{T} = \varepsilon'_{ii} \quad , \quad (10)
\end{aligned}$$

где «штрих» – производная по времени. Вычислим $D^* \Delta^*$ и $D_i \Delta_i$ из уравнения (8) и уравнения (9):

$$\begin{aligned}
D^* \Delta^* &= \frac{2\pi A_v F D_i \Delta_i}{2\pi A_v F + 4\pi N \bar{R}} \eta + \\
&+ \frac{4\pi N D^* \frac{2\sigma\omega}{T}}{2\pi A_v F + 4\pi N \bar{R}}; \quad (11)
\end{aligned}$$

$$D_i \Delta_i = \frac{K - 4\pi N \bar{R} D_i c_\infty^i \frac{2\sigma\omega}{T \bar{R}}}{A_i F + 4\pi N \bar{R}}, \quad (12)$$

в (9) подставили $\frac{\alpha^i}{\bar{R}} = c_\infty^i \frac{2\sigma\omega}{T \bar{R}}$.

3. РАСПУХАНИЕ ОБЛУЧАЕМОГО МАТЕРИАЛА

Подставляя (11) и (12) в (10) получим для $\varepsilon'_{ii} = \varepsilon'_{ii}{}^D = \varepsilon'_{ii}{}^P$ выражение

$$\begin{aligned}
\varepsilon'_{ii} &= \frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{P^2} \left(K - 4\pi N \bar{R} D_i c_\infty^i \frac{2\sigma\omega}{T \bar{R}} \right) \eta - \\
&- \frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{P} D^* \frac{2\sigma\omega}{T \bar{R}}, \quad (13)
\end{aligned}$$

где P – общий периметр дислокаций и пор; $P = A_v F + 4\pi N \bar{R}$ в единице объема $[P] = [1/\text{см}^2]$.

Выражение (13) можно упростить. Учитывая, что $\frac{4\pi N \bar{R}}{P} < 1$, $D_i c_\infty^i < D^*$, $\eta \ll 1$, получим более простое выражение без учета малого члена в скобках.

$$\begin{aligned}
\varepsilon'_{ii} &= \frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{P^2} K \eta - \\
&- \frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{P} D^* \frac{2\sigma\omega}{T \bar{R}} \quad (14)
\end{aligned}$$

$$\text{или } \varepsilon'_{ii} = \frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{P^2} \left[K \eta - P D^* \frac{2\sigma\omega}{T \bar{R}} \right]. \quad (15)$$

Заметим, что, обозначив $A_v F = a > 0$, $4\pi N \bar{R} = b > 0$, $P = a + b$, получим, что множитель $\frac{ab}{(a+b)^2} \leq \frac{1}{4}$ перед скобкой (15) имеет максимальное значение при условиях $0 < a < \infty$, $0 < b < \infty$, т.е.

$$\frac{ab}{(a+b)^2} = \frac{1}{2 + \frac{b}{a} + \frac{a}{b}} \Big|_{\frac{a}{b}=1} = \frac{1}{4} - \text{максимальное значение, которое может принимать эта функция.}$$

Изменение этой функции у ее максимума является медленным на достаточно большом интервале времени.

Рассмотрим несколько подробнее поведение со временем коэффициента, стоящего в выражении (15) перед скобками

$$\frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{(A_v F + 4\pi N \bar{R})^2},$$

имея в виду следующее.

Сценарий эволюции микроструктуры подразделяется с достаточно хорошей точностью на три стадии:

1. После включения облучения имеется инкубационная стадия, за время которой происходит медленное зарождение ансамбля вакансионных пор, резко возрастающее с ростом пересыщенности растворов точечных дефектов. Одновременно происходит значительный рост $N_v(t)$ и достаточно медленный рост \bar{R} . При этом для холоднодеформированных материалов выполняется условие:

$$A_v F \gg 4\pi N \bar{R}(t)$$

Как видно из соотношения (15), «эффективный источник» Q на этой стадии $\frac{4\pi N \bar{R}(t)}{A_v F} K \eta$ нарастает.

2. Начало второй стадии определяется из условия

$$A_v F \approx 4\pi N \bar{R}(t).$$

Это же условие определяет и длительность первой стадии.

Вторая стадия характеризуется максимальным значением «эффективного источника», что нетрудно видеть из условия, которое определяет начало второй стадии. Тогда «эффективный источник» имеет вид:

$$Q \propto \frac{1}{4} K\eta .$$

3. Начало третьей стадии, характеризующейся падением со временем «эффективного источника» Q , определяется из условия:

$$A_v F \ll 4\pi N \bar{R}(t),$$

что одновременно является и определением длительности второй стадии.

Действительно, как следует из (15), при временах, когда $4\pi N \bar{R}(t) \gg A_v F$, имеем:

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{ii} &\approx \frac{A_v F}{4\pi N \bar{R}} K\eta ; \\ \varepsilon_{ii} &\approx \frac{A_v F}{4\pi N \bar{R}} K\eta t \propto t^n, \end{aligned} \quad (16)$$

где $n < 1$.

Таким образом, начиная с таких времен, распухание определяется затухающим со временем эффективным источником вакансий [3], так как $4\pi N \bar{R}$ растет со временем. В [3] показано, что при достаточно больших временах закон $\bar{R} \propto t^{1/3}$ выполняется не только при сохранении общего избыточного числа вакансий (объема) или примесных атомов, но и когда имеются их источники. Источники избыточного объема, как показано в [3], подразделяются на: затухающие $n < 1$; постоянные $n = 1$ и возрастающие $1 < n < \alpha$, где число α определяется механизмом массопереноса. Отметим, что избыточные вакансии (или вещество) успевают не только поглощаться растущими частицами новой фазы, но и уменьшается пересыщенность системы и, соответственно, число частиц новой фазы (как показано в [3]). При этом для затухающих источников $N \propto t^{n-1}$, а $\bar{R} \propto t^{1/3}$ и, соответственно, $\varepsilon_{ii} \propto t^n$, где $n < 1$; кроме того, $N \bar{R} \propto t^{n-2/3}$ т.е.:

$$N \propto t^{n-1} \text{ и } N \bar{R} \propto t^{n-2/3}. \quad (17)$$

Соответственно из (16) следует, что самосогласованный источник $\varepsilon_{ii} \propto \frac{t}{N \bar{R}} \propto t^n$ должен иметь $n = 5/6$ [5]. Таким образом, соотношения (17) принимают вид:

$$N \propto t^{-1/6} \quad N \bar{R} \propto t^{1/6}. \quad (18)$$

Отсюда следует, что множитель $\frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{(A_v F + 4\pi N \bar{R})^2}$ в области своего максимума изменяется со временем очень медленно. При изменении интервала времени на порядки, он изменяется

незначительно. Очевидно также, что время нахождения материала в области максимально эффективного источника и даёт главный вклад в распухание материала под облучением.

Таким образом, в (15), начиная со времени $A_v F \approx 4\pi N \bar{R}$, можно коэффициент $\frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{(A_v F + 4\pi N \bar{R})^2}$ положить его максимальным значением $1/4$. Тогда (14) примет очень простой вид в этой наиболее важной для распухания области времен:

$$\varepsilon'_{ii} \Big|_{t > t_0} = \frac{1}{4} \left[K\eta - 8\pi ND^* \frac{2\sigma\omega}{T} \right]. \quad (19)$$

Как видно из (19), при постоянном источнике распухание линейно по времени

$$\varepsilon_{ii} \Big|_{t > t_0} = \frac{1}{4} \left[K\eta - 8\pi ND^* \frac{2\sigma\omega}{T} \right] t. \quad (20)$$

Отметим, что формула (20) пригодна при условии $A_v F \propto 4\pi N \bar{R}(t) \Big|_{t=t_0}$ ($t_0 > t_{стац}$, где $t_{стац}$ – время, за которое дислокационная подсистема стабилизируется и перестает зависеть от времени) в области максимального значения множителя (стоящего перед скобками в (15)) и длится достаточно долго. Это связано с тем, что упомянутый множитель в области своего максимума является медленно меняющейся функцией.

Обозначим

$$\frac{A_v F 4\pi N \bar{R}}{(A_v F + 4\pi N \bar{R})^2} = \frac{z}{(1+z)^2},$$

$$\text{где } z = \frac{4\pi N \bar{R}}{A_v F} = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/6};$$

$$\frac{z}{(1+z)^2} = \frac{\left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/6}}{\left(1 + \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/6} \right)^2};$$

$$\frac{t}{t_0} \cong 1 \quad \frac{z}{(1+z)^2} \approx \frac{1}{4}.$$

Основное распухание происходит после выхода системы на квазистационарный режим:

$$\varepsilon'_{ii} = \frac{d\varepsilon_{ii}}{dt} = \frac{\left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/6}}{\left(1 + \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/6} \right)^2} B,$$

$$\text{где } B = \left[K\eta - 8\pi ND^* \frac{2\sigma\omega}{T} \right]$$

Интегрируя ε'_{ii} на пределах от t_0 до t получим:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ii} &\approx \frac{6}{5} B t_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{5}{6}} = \frac{6}{5} B \left(\frac{t_0}{t} \right)^{\frac{1}{6}} t \cong B t = \\ &= t \left[K\eta - 8\pi ND^* \frac{2\sigma\omega}{T} \right]\end{aligned}$$

(сравните с выражением (20)).

ВЫВОДЫ

1. Рассмотрена эволюция микроструктуры металлов и сплавов, которые находятся под облучением, что, в свою очередь, ведет к набуханию материала (если облучение приводит к образованию пар Френкеля). Процесс эволюции микроструктуры, рассматривается на стадии, когда дислокационная подсистема уже стабилизировалась, а число пор изменяется достаточно медленно.
2. Получена замкнутая система уравнений, описывающая совместное развитие как дислокационной, так и пористой структур материала. Количество добавочных узлов в дислокационной подсистеме в точности равно

количеству свободных узлов в пористой подсистеме.

3. Найдены выражения для скорости набухания. Показано, что при постоянном источнике точечных дефектов (число пар Френкеля на узел решетки) набухание линейно по времени.

Работа выполнена в рамках Государственной программы фундаментальных и прикладных исследований по проблемам использования ядерных материалов и ядерных и радиационных технологий в сфере развития отраслей экономики.

ЛИТЕРАТУРА

- 1V.V. Slesov and P.A. Bereznyok // *Physics of Radiation Effects in Crystals. Irradiation creep in metals*. Ed: N.A. Johnson, A.N. Orlov. Elsevier, Sciena Publshers V.V. 1986, p. 575–621.
- 2В.В. Слезов. Диффузионная скорость роста макродефектов в ансамблях // *ФТТ*. 1989, т. 31, №8, с. 20.
- 3В.В. Слезов, В.Б. Шикин // *ФТТ*. 1964, т. 6, №1, с. 7.
- 4В.В. Слезов // *ЖЭТФ*. 1967, т. 53, №9, с. 912.
- 5А.В. Субботин // *Атомная энергия*. 1977, т. 43, №2, с. 100.

ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ НА ТИМЧАСОВУ ЕВОЛЮЦІЮ МІКРОСТРУКТУРИ В СПЛАВАХ

В.В. Сльозов, О.В. Субботін, О.А. Осмаєв

Розглянуто еволюцію мікроструктури металів і сплавів, що знаходяться під опроміненням, що у свою чергу веде до розпухання матеріалу (якщо опромінення приводить до утворення пар Френкеля). Отримано замкнуту систему рівнянь, яка описує еволюцію в часі мікроструктури матеріалу, що знаходиться під опроміненням. Знайдено вираження для швидкості розпухання. Показано, що при постійному джерелі точкових дефектів (число пара Френкеля на вузол решітки), розпухання лінійно за часом.

IRRADIATION INFLUENCE ON ALLOYS MICROSTRUCTURE TIME EVOLUTION

V.V. Slezov, A.V. Subotin, O.A. Osmayev

Metals and alloys microstructure evolution has been considered. So materials are under irradiation they swell if only the irradiation leads to generation. Full equations system is obtained to describe time evolution the microstructure of irradiated material. The expressions of swelling velocity are found. On a permanent source of point defects (Frenkel's pairs concentration) to have been shown the swelling varies linearly with time. Besides the swelling velocity expressions are found by the source been impulse one. Last case is more practicable than the former.