

Эволюция микроструктуры в облучаемых материалах

© В.В. Слезов*, А.В. Субботин**, О.А. Осмаев*,***

* Институт теоретической физики им. акад. А.И. Ахиезера,
Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“,
61108 Харьков, Украина

** Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала,
101000 Москва, Россия

*** Украинская государственная академия железнодорожного транспорта,
61050 Харьков, Украина

E-mail: oleg_osmayev@kipt.kharkov.ua, subbotin@nikiet.ru

(Поступила в Редакцию 16 июня 2004 г.)

Рассмотрена эволюция микроструктуры металлов и сплавов при облучении, которое ведет к распуханию материала (в случае образования пар Френкеля). Получена замкнутая система уравнений, описывающая эволюцию во времени микроструктуры материала, находящегося под облучением. Найдены выражения для скорости распухания. Показано, что при постоянном источнике точечных дефектов (число пар Френкеля на узел решетки) распухание линейно по времени. Получено выражение для скорости распухания в случае более реального импульсного режима источника излучения.

Один из авторов (В.В. Слезов) благодарит за частичную финансовую поддержку работы CRDF (грант N UE1-2523-CK-03).

1. Введение

Хорошо известно, что длительное облучение кристаллических твердых тел нейтронами и ионами с энергиями, достаточными для образования пар точечных дефектов — межузельный атом-вакантный решеточный узел, приводит к эволюции микроструктуры и в конечном счете физических и механических свойств. Эта микроструктура определяется возникновением пористости и развитием дислокационной подсистемы материала. Естественно, интенсивность развития микроструктуры зависит от вида облучения и его характеристик (энергетических и зарядовых спектров, сечений 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 ($T \geq 0.3T_{\text{melt}}$) роль рекомбинации уменьшается и распад пересыщенного твердого раствора происходит в основном посредством зарождения и развития дву- и трехмерных комплексов, таких как вакансионные поры, выделения новых фаз, дислокационные петли межузельного и вакансионного типов, а также развития уже существующей дислокационной структуры, что в конечном счете 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 ведет к его распуханию.

Физическая причина этого явления в рассматриваемых условиях — различие в стоках межузельных атомов и вакансий на дислокациях, которое определяется

различием энергий 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 твердого раствора вакансий и межузельных атомов, приводящих к образованию вакансионных пор, дислокационных петель, переползанию элементов существующей дислокационной структуры. Нами также не учитываются различия между различно ориентированными дислокационными петлями и элементами дислокационной структуры.

Процесс эволюции рассмотрен на стадии, предшествующей стадии коалесценции, как при постоянном, так и при циклическом режиме облучения.

2. Основная система уравнений

Для записи системы уравнений, описывающей эволюцию во времени микроструктуры материала, находящегося под облучением, необходимо найти 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, включающие источники точечных дефектов (в объеме материала) и стоки. Стоками в рассматриваемой системе являются поверхности макродефектов. 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 решить не удастся.

Однако, если учесть, что, как правило, время установления квазистационарного состояния (или, другими словами, время подстройки распределения точечных дефектов в пространстве к внешним условиям) значительно меньше характерного времени изменения внешних условий, с хорошей точностью (порядка отношения этих времен по сравнению с единицей) проблему можно решить аналитически [1,2]. Далее будем считать, что это условие выполнено: критерий этого укажем позже, так как он определяется коэффициентами рассматриваемых уравнений. Отметим, что, поскольку исследуются диффузионные процессы в ансамбле макродефектов с источниками точечных дефектов, определение потока точечных дефектов на данный макродефект требует рассмотрения одновременно всего ансамбля [1,2]. Как показано в [1,2], при достаточно малой объемной доле макродефектов (практически при произвольной доле) многочастичную задачу 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].

3. Поток точечных дефектов на макродефекты

Как показано в [1,2] (с достаточно хорошей точностью для вычисления средних величин), потоки вакансий и межузельных атомов имеют следующий вид: на единицу поверхности поры

$$\begin{aligned} j_V^p &= -\frac{D_V}{R} \left(\Delta_V - \frac{\alpha^V}{R} \right), \\ j_i^p &= -\frac{D_i}{R} \left(\Delta_i + \frac{\alpha^i}{R} \right); \end{aligned} \quad (1)$$

на единицу длины дислокационной линии прямолинейной дислокации

$$\begin{aligned} j_V^D &= -A_V D_V \Delta_V, \quad A_V = \frac{2\pi}{\ln(L/r_V)}, \\ j_j^D &= -A_i D_i \Delta_i, \quad A_i = \frac{2\pi}{\ln(L/r_i)}; \end{aligned} \quad (2)$$

на единицу длины круговой дислокационной петли

$$\begin{aligned} \tilde{j}_V^D &= -\tilde{A}_V D_V \left(\Delta_V \mp \frac{\alpha_V^D}{R_D} \right), \quad \tilde{A}_V = \frac{2\pi}{\ln \frac{8R_D}{r_V}} \approx A_V, \\ \tilde{j}_i^D &= -\tilde{A}_i D_i \left(\Delta_i \pm \frac{\alpha_i^D}{R_D} \right), \quad \tilde{A}_i = \frac{2\pi}{\ln \frac{8R_D}{r_i}} \approx A_i. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь Δ_V, Δ_i — пересыщенности материала вакансиями и межузельными атомами, $\Delta_V = c_V - c_V^\infty$, $\Delta_i = c_i - c_i^\infty$; 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;

$$\alpha^V = c_V^\infty \frac{2\sigma\omega}{T}, \quad \alpha^i = c_i^\infty \frac{2\sigma\omega}{T},$$

где σ — поверхностное натяжение, ω — объем на атом в материале, T — температура в энергетических единицах.

$$\begin{aligned} \alpha_D^V &= c_V^\infty \frac{a}{2\pi} \frac{\omega G}{(1-\nu)T} \ln \frac{R_D}{a}, \\ \alpha_D^i &= c_i^\infty \frac{a}{2\pi} \frac{\omega G}{(1-\nu)T} \ln \frac{R_D}{a}, \end{aligned}$$

где a — параметр решетки материала, G — модуль сдвига решетки, ν — коэффициент Пуассона.

В приведенных 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 (2), (3) взаимодействие точечных дефектов с дислокацией заменено эффективным радиусом захвата. Это можно сделать ввиду слабой логарифмической зависимости от него всех величин. Выражения (2), (3) описывают хорошо известные потоки точечных дефектов на изолированные (прямолинейную дислокацию, дислокационную петлю) в отсутствие источников точечных дефектов в объеме.

Как показано в [1,2], это связано с тем, что источники играют существенную роль в балансе точечных дефектов, а для потоков дают малые поправки, которыми в нулевом приближении можно пренебречь. Рекомбинацией точечных дефектов можно пренебречь практически всегда [1,2], поскольку в потоках появляются малые по сравнению с единицей добавочные члены (связанные с рекомбинацией). Для пор это члены 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 $(\ln \frac{L}{a})^{-1} \ll 1$; для круговых дислокаций — порядка

$$\frac{k_0(R_V^D/l_V)}{R_V^D \frac{d}{dr} k_0(r/l_V)|_{r=R_V^D} \ln \frac{R_V^D}{r_V}} \approx (\ln \frac{L}{r_V})^{-1} \ll 1.$$

Здесь k_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента. Для нее

$$\frac{k_0(R_V^D/l_V)}{R_V^D \frac{d}{dr} k_0(r/l_V)|_{r=R_V^D}} \approx -\frac{2}{3},$$

где $R_V^D \approx l_V$ — радиус „влияния“ дислокаций, 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

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta_V}{dt} &= -A_V D_V \Delta_V F + K - \int_0^\infty f_p 4\pi R^2 \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^V dR, \\ \frac{d\Delta_i}{dt} &= -A_i D_i \Delta_i F + K + \int_0^\infty f_p 4\pi R^2 \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^i dR, \end{aligned} \quad (4)$$

где $F = \rho + \int_0^\infty 2\pi R f^D dR$ — периметр дислокационных линий на единицу 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 см^{-4}); f_p — функция распределения пор по размерам на единицу объема (размерность см^{-4}); $\left(\frac{dR}{dt}\right)_p^V = -j_V$ — изменение радиуса поры за счет потока вакансий; K — число пар Френкеля на узел решетки, рождаемых в единицу времени; $\left(\frac{dR}{dt}\right)_p^i = +j_i$ — изменение радиуса поры за счет потока междоузлий;

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)_p = -j_V + j_i = \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^V - \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^i. \quad (5)$$

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 к системе уравнений (1)–(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 стабилизировалась, а число пор изменяется достаточно медленно. Поэтому можно с хорошим приближением считать периметр дислокаций и медленно изменяющееся число пор в единице объема величинами квазистационарными.

Кроме того, в том 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 времен $\Delta t \gg K^{-1}$ можно считать квазистационарной.

$$\begin{aligned} -A_V D_V \Delta_V F + K - \int_0^\infty f_p 4\pi R^2 \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^V dR &= 0, \\ -A_i D_i \Delta_i F + K + \int_0^\infty f_p 4\pi R^2 \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^i dR &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

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

$$\begin{aligned} \int_0^\infty f_p 4\pi R^2 \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^V dR &= 4\pi N \bar{R} D_V \left(\Delta_V - \frac{\alpha^V}{\bar{R}}\right), \\ \int_0^\infty f_p 4\pi R^2 \left(\frac{dR}{dt}\right)_p^i dR &= -4\pi N \bar{R} D_i \left(\Delta_i + \frac{\alpha^i}{\bar{R}}\right), \end{aligned}$$

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 $A_i = A_V (1 + \eta)$, $\eta = (\ln \frac{r_i}{r_v}) (\ln \frac{L}{r_v})^{-1} \ll 1$, $D^* = D_V c_\infty^V + D_i c_\infty^i$. Действительно, $A_i = A_V \frac{1}{1-\eta} \cong A_V (1 + \eta)$, $\bar{R} \approx \frac{1}{N} \int f R dR$ — 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

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

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 создающих добавочные атомные плоскости; другими словами, это и есть распухание материала.

Вторые два члена описывают пористость на единицу объема, возникающую в единицу времени, в точности равную первым двум членам. Это очевидно, так как пористость материала определяется добавочными узлами решетки и соответственно отсутствием тех узлов, откуда атомы „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 образуют полные атомные плоскости, не изменяя практически периметра дислокаций в единицу объема в уже достаточно хорошо стабилизированной подсистеме дислокаций [3].

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

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

где штрих обозначает производную по времени. Вычислим $D^* \Delta^*$ и $D_i \Delta_i$ из (8) и (9)

$$D^* \Delta^* = \frac{2\pi A_V F D_i \Delta_i}{2\pi A_V F + 4\pi N \bar{R}} \eta + \frac{4\pi N D^* \frac{2\sigma\omega}{T}}{2\pi A_V F + 4\pi N \bar{R}}, \quad (11)$$

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

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

4. Распухание облучаемого материала

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

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

где P — общий периметр дислокаций и пор, $P = A_V F + 4\pi N \bar{R}$ в единице объема [P] = [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

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

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. $\frac{ab}{(a+b)^2} \Big|_{a=b} = \frac{1}{4}$ — максимальное значение, которое может принимать эта функция. При этом изменение данной 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 начинается инкубационная стадия, за время которой происходит медленное зарождение ансамбля вакансионных пор, скорость которого резко возрастает с ростом пересыщенности растворов точечных дефектов. При этом происходит значительный рост $N_V(t)$ и достаточно медленный рост \bar{R} .

Для холоднотекстурированных материалов выполняется условие

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

При этом, как видно из соотношения (15), „эффективный источник“ Q на этой стадии $\frac{4\pi N \bar{R}}{A_V F} K \eta$ нарастает.

2) Начало второй стадии определяется из условия

$$A_V F \propto 4\pi N \bar{R}(t).$$

Это же условие определяет и длительность первой стадии.

Вторая стадия характеризуется максимальным значением эффективного источника, как видно из условия, определяющего начало второй стадии. При этом эффективный источник имеет вид

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

3) Начало третьей стадии, характеризующейся падением со временем значения „эффективного источника“ Q , определяется из условия

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

что одновременно описывает и длительность второй стадии. Действительно, как следует из (15), при временах, когда $4\pi N \bar{R}(t) \gg A_V F$, имеем

$$\varepsilon'_{ii} \approx \frac{A_V F}{4\pi N \bar{R}} K \eta,$$

$$\varepsilon_{ii} \approx \frac{A_V F}{4\pi N \bar{R}} K \eta t \propto t^n, \quad n < 1. \quad (16)$$

Таким образом, начиная с указанных времен распухание определяется затухающим со временем эффективным источником вакансий [4], так как $4\pi N \bar{R}$ растет со временем. В [4] 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 [4], подразделяются на затухающие ($n < 1$), постоянные ($n = 1$) и возрастающие ($1 < n < \alpha$); число α определяется механизмом массопереноса. Избыточные вакансии или вещество успевают не только поглощаться растущими частицами новой фазы, при этом уменьшаются также пересыщенность системы и соответственно число частиц новой фазы [4]. 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.

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

Соответственно из (16) следует, что самосогласованный источник $\varepsilon_{ii} \propto \frac{1}{N \bar{R}} \propto t^n$ 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 меняется незначительно). Очевидно также, что время нахождения материала в области максимально эффективного источника и вносит главный вклад в набухание материала под облучением.

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

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

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

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

5. Циклический режим облучения

Как отмечалось выше, использование квазистационарного приближения возможно при выполнении так называемых условий „быстрой подстройки“ концентрационных профилей пересыщенных растворов вакансий и межузельных атомов к изменяющимся условиям облучения за время цикла. Эти условия имеют следующий вид: для ансамбля вакансионных пор

$$\tau_{\text{void}}^i \ll \tau_{\text{void}}^V \ll \Delta t_1, \Delta t_2,$$

где

$$\tau_{\text{void}}^i \propto \frac{(3/4\pi)^{2/3}}{4N^{2/3}D_i} \approx \frac{\bar{R}^2}{D_i}, \quad \tau_{\text{void}}^V \propto \frac{(3/4\pi)^{2/3}}{4N^{2/3}D_V} \approx \frac{\bar{R}^2}{D_V};$$

для дислокаций

$$\tau_{\text{disl}}^i \ll \tau_{\text{disl}}^V \ll \Delta t_1, \Delta t_2,$$

где

$$\tau_{\text{disl}}^i \propto \frac{1}{\rho D_i}, \quad \tau_{\text{disl}}^V \propto \frac{1}{\rho D_V}.$$

Здесь Δt_1 — длительность облучения в одном цикле, Δt_2 — длительность паузы в одном цикле.

Второй тип условий, обеспечивающий возможность усреднения по циклам в рамках развитого подхода, формулируется как требование малости изменения параметров ансамблей пор и дислокаций за время Δt_2 одного цикла, что в количественном отношении можно выразить следующим образом:

для пор

$$\Delta t_2 \ll \frac{\bar{R}_V^3}{D_V c_0^V \frac{2\sigma\omega}{KT}} \equiv \tau_{\text{void}}^{eV},$$

для межузельных дислокационных петель

$$\Delta t_2 \ll \frac{\ln\left(\frac{2\bar{R}}{R_{ov}}\right) \bar{R}_e^2 (1-\nu) K T}{D_V c_0^V \omega G} \equiv \tau_{\text{loop},i}^{eV},$$

где τ_{void}^{eV} и $\tau_{\text{loop},i}^{eV}$ — времена испарения поры и петли средних по ансамблю размеров в отсутствие облучения.

В случае импульсного режима источника K , когда источник работает в течение времени Δt_1 , а в течение Δt_2 не работает, имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ii} &= \left[\frac{1}{4} K\eta \Delta t_1 - 2\pi N D^* \frac{2\sigma\omega}{T} (\Delta t_1 + \Delta t_2) \right] n \\ &= \left[\frac{1}{4} K\eta \frac{\Delta t_1}{\Delta t_1 + \Delta t_2} - 2\pi N D^* \frac{2\sigma\omega}{T} \right] t, \end{aligned} \quad (21)$$

$t = (\Delta t_1 + \Delta t_2)n$ — время за n циклов „вспышек“ источника точечных дефектов. Заметим, что „растворный“ член в (21) работает все время.

Из (21) также видно, что для увеличения „растворного“ члена необходимо, чтобы на стадии зарождения пор их было как можно больше при данном K .

Заметим, что при получении (21) использованы потоки вакансий на поры в квазистационарном приближении. Это справедливо при выполнении условия $\Delta t_1 \gg \bar{R}^2/D_V$, где \bar{R} — средний размер поры, достигнутый за время предыдущих циклов, D_V — коэффициент диффузии вакансий.

Кроме того, должно выполняться условие малого изменения параметров системы за один цикл действия источника

$$\frac{d\bar{R}}{dt} = \frac{D_V}{\bar{R}} \left(\Delta - \frac{\alpha}{\bar{R}} \right), \quad \Delta t_2 \gg \frac{\bar{R}^3}{D_V \alpha} \approx \frac{\bar{R}^3}{D_V c_\infty^V \frac{2\sigma\omega}{T}}.$$

6. Заключение

Отметим, что если облучение приводит к ядерным реакциям с появлением атомов газа, то этот фактор является очень существенным для источника атомов, где на узел

$$I_{\text{gas}} > \frac{1}{4} \eta K = \frac{1}{4} \frac{\ln \frac{r_i}{r_v}}{\ln \frac{r_i}{r_v}} K.$$

Это связано с тем, что потоки атомов газа на поры вызывают разделение потоков точечных дефектов. В этом случае вакансии идут преимущественно в поры с газом, а межузельные атомы — в дислокационную подсистему.

Механическая нагрузка, действующая на материалы, также существенно влияет на них, распределяя поры асимметрично в границах зерен. Важную роль в процессе набухания материалов играет начальная стадия — зарождение пор с газом при облучении. Все эти вопросы предполагается рассмотреть в дальнейшем.

Список литературы

- [1] V.V. Slesov, P.A. Bereznyok. In: Physics of Radiation Effects in Crystals. Irradiation creep in metals / Ed. N.A. Johnson, A.N. Orlov. (1986). P. 575–621.
- [2] В.В. Слезов. ФТТ **31**, 8, 20 (1989).
- [3] В.В. Слезов. ЖЭТФ **53**, 9, 912 (1967).
- [4] В.В. Слезов, В.Б. Шикин. ФТТ **6**, 1, 7 (1964).
- [5] А.В. Субботин. Атом. энергия **43**, 2, 100 (1977).