

УДК 539.2

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ДИФФУЗИИ

© В.В. Красильников, С.Е. Савотченко

Ключевые слова: диффузия; точечные дефекты; радиационное упрочнение; механические свойства; предел текучести; математическая модель; уравнение диффузии; дислокационные трубки.

Работа посвящена анализу особенностей распределения концентрации точечных дефектов, возникающих вследствие неравновесности коэффициента диффузии. Описана эволюция плотности точечных дефектов в облучаемой металлической пластине, неравновесный коэффициент диффузии которых зависит от накопленной дозы. Показано, что предел текучести образца, определяемый распределением точечных дефектов радиационного происхождения, достигает дозового насыщения. Приведено обобщение модели Вуттига–Бирнбаума диффузии по неравновесным дислокационным трубкам. В модели неравновесный коэффициент диффузии точечных дефектов считается зависящим от релаксирующей с течением времени избыточной энергии границ дислокационных трубок. Показано, что увеличение избыточной энергии границ неравновесных дислокационных трубок приводит к росту количества диффузанта, протекшего в образец за одинаковые промежутки времени.

ВВЕДЕНИЕ

Диффузионные процессы обуславливают многие физические свойства материалов. Диффузия точечных дефектов при этом играет одну из основных ролей в определении механических характеристик. На современном этапе развития производства материалов с требуемым набором свойств возникает необходимость привлечения технологий, использующих контролируемые процессы неравновесной диффузии.

При моделировании таких процессов использование произвольной зависимости коэффициента диффузии от времени может применяться, например, для управления установлением стационарного распределения примесей в кристалле [1]. Непрерывное изменение коэффициента диффузии с течением времени можно получить, непрерывно меняя температуру кристалла, поскольку коэффициент диффузии зависит от температуры по экспоненциальному закону $D(t) = D_0 \exp(-E_d/k_B T(t))$, где $T(t)$ – температура испытания, E_d – энергия активации диффузии и миграции, $D_0 = av^2$, a и v – длина и частота перескоков. Регулируя температуру с течением времени $T(t)$, можно анализировать диффузионно-контролируемые процессы, имеющие большое значение для технологии создания наноструктурных жаропрочных сплавов.

Другим важным аспектом использования диффузионно-контролируемых технологий является управление радиационным упрочнением материалов. Неравновесная диффузия точечных дефектов может возникать вследствие накопления дозы облучения. Барьерный механизм радиационного упрочнения непосредственно связывает вклад концентрации различных видов барьеров (точечных дефектов или их кластеров) с изменением предела текучести облучаемого материала [2].

В данной работе приводятся две модели неравновесной диффузии точечных дефектов, в которых анализируется распределение их концентраций.

НЕРАВНОВЕСНАЯ ДИФФУЗИЯ В БАРЬЕРНОМ МЕХАНИЗМЕ РАДИАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ

Вклад в прирост предела текучести металлов, связанный с барьерным механизмом торможения дислокаций на определенном типе барьеров, описывается выражением вида [2]:

$$\Delta\sigma = \beta\mu b(Cd_c)^{1/2}, \quad (1)$$

где β – параметр, характеризующий мощность барьера (постоянная величина для данного типа барьера); μ – модуль сдвига; b – длина вектора Бюргерса; $C(x, t)$ – объемная плотность точечных дефектов в момент времени t на расстоянии x от облучаемой поверхности (барьеров данного типа, например, вакансий, или их кластеров); d_c – их средний размер. В частности, вакансионные и межузельные кластеры имеют средний размер $d_c \leq 5$ нм, а характеризующий мощность кластерного барьера параметр имеет значение $\beta \approx 0,2$ [2].

Рассмотрим облучаемый образец в виде пластины конечной толщины h . Пусть ось Ox перпендикулярна облучаемой поверхности $x = 0$, а плоскость uOz совпадает с этой поверхностью. При формулировке модели предполагается следующее [3–4].

1. Толщина пластины существенно меньше линейных размеров облучаемой поверхности, но превосходящая длины пробега как налетающих частиц, так и первично выбитых атомов.

2. Поток частиц с плотностью Φ распределен равномерно по всей поверхности пластины, а радиационные повреждения создаются достаточно равномерно по всей ее толщине.

3. Вблизи образовавшихся радиационных дефектов в объеме V не могут образовываться новые каскады, приводящие к изменению плотности барьеров за счет рекомбинационных эффектов.

4. Распределение объемной плотности точечных дефектов по толщине облучаемого образца в зависимости от дозы $\tau = \Phi t$ определяется одномерным уравнением диффузионного типа:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D(\tau) \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + K(1 - VC), \quad (2)$$

где K – начальная скорость образования точечных дефектов; V – эффективный объем взаимодействия между ними.

5. В начальный момент времени считается известным распределение объемной плотности точечных дефектов:

$$C(x, 0) = C_0. \quad (3)$$

6. На поверхностях пластины отсутствуют точечные дефекты радиационного происхождения:

$$C(0, t) = C(h, t) = 0. \quad (4)$$

7. Коэффициент диффузии D в облучаемом материале считается зависящим от дозы τ . Влияние дозы на коэффициент диффузии атомов титана в подложке из железа при ионном облучении, в частности, изучено в [5–6]. Для дозовой зависимости коэффициента диффузии в [5] было приведено выражение:

$$D(\tau) = D_e \cdot (1 + \alpha d), \quad (5)$$

где $D_e = D_0 \exp(-E_d / k_B T)$ – равновесный коэффициент диффузии точечных дефектов; T – температура испытания; E_d – энергия активации диффузии и миграции; $D_0 = a v^2$, a и v – длина перескоков и собственная частота колебаний атомов при миграции в равновесных условиях; d – не зависящий от дозы температурно-энергетический фактор; α – зависящий от дозы параметр неравновесности. Температурно-энергетический фактор определяется выражением [5]:

$$d = \frac{E_0 - E_m + k_B T}{E_0} e^{\frac{E_m}{k_B T}}, \quad (6)$$

где E_m – энергия миграции при отсутствии облучения; E_0 – максимальная энергия, передаваемая частицам от радиационного потока. Считается, что эта энергия не превышает пороговую энергию смещения атомов в твердом теле, которая для большинства металлов порядка 15 эВ. Учет микроскопической неравновесности возможен при выполнении условия $\alpha \exp(E_m / k_B T) > 1$.

Математическая формулировка модели представляет собой первую начально-краевую задачу для уравнения (2) с начальным условием (3) и краевыми условиями (4). Решение начально-краевой задачи (2)–(4) представимо в виде ряда:

$$C(x, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(\tau) \sin \frac{(2n+1)\pi x}{h}, \quad (7)$$

где коэффициент Фурье:

$$c_n(\tau) = \frac{4}{\pi(2n+1)} e^{-KV\tau - \lambda_n \int_0^\tau D(s) ds} \left\{ C_0 + K \int_0^\tau e^{KVt + \lambda_n \int_0^t D(s) ds} dt \right\}, \quad (8)$$

$$\lambda_n = \frac{(2n+1)^2 \pi^2}{h^2}, \quad n=0, 1, \dots$$

Выражение (7) описывает зависимость объемной плотности точечных дефектов радиационного происхождения от дозы $\tau = \Phi t$ и учитывает неравновесность их коэффициента диффузии. Для более детального анализа необходимо конкретизировать зависимость неравновесного коэффициента диффузии. Рассмотрим два случая.

1. **Линейная зависимость коэффициента диффузии от дозы.** Зависимость параметра неравновесности от дозы приближенно считается линейной и может быть оценена по формуле [5]:

$$\alpha = \alpha_0 \Phi t, \quad (9)$$

где параметр $\alpha_0 = 4\sigma g E_s / E_0$, σ – полное поперечное сечение рассеяния, E_s – пороговая энергия смещения, g – среднее число смещенных атомов на один первично выбитый атом. Из (5) и (9) получается:

$$D(\tau) = D_e \cdot (1 + a\tau), \quad (10)$$

где $a = \alpha_0 d$.

Использование линейной зависимости неравновесного коэффициента диффузии от дозы (10) позволяет провести интегрирование в (6) и получить явное выражение для коэффициента Фурье разложения плотности дефектов (8):

$$c_n(t) = \frac{4}{\pi(2n+1)} e^{-KVt - \lambda_n D_e (\tau + a\tau^2 / 2)} \left\{ C_0 + K \sqrt{\frac{\pi}{2\lambda_n D_e a}} e^{-\frac{(KV + \lambda_n D_e)^2}{2\lambda_n D_e a}} [\operatorname{erfi}(b_1) - \operatorname{erfi}(b_2)] \right\}, \quad (11)$$

где $\operatorname{erfi}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{y^2} dy$ – мнимая функция ошибок;

$$b_1 = \frac{KV + \lambda_n D_e (1 + a\tau)}{\sqrt{2\lambda_n D_e a}}; \quad b_2 = \frac{KV + \lambda_n D_e}{\sqrt{2\lambda_n D_e a}}.$$

Подстановка (7) и (11) в (1) дает значения предела текучести в различных точках пластины в зависимости от дозы [3–4]. Анализ (7) приводит к выводу, что в любой фиксированной точке пластины зависимость плотности дефектов и предела текучести от дозы не является монотонной. При малых дозах происходит рост предела текучести по степенному закону, согласующийся качественно с экспериментальными данными [7–8]. Далее при определенной дозе наблюдается максимум предела текучести, после которой величина предела текучести начинает медленно уменьшаться. Ограниченность модели линейного нестационарного коэффициента диффузии обуславливает ее применимость только при малых дозах. С увеличением дозы,

очевидно, необходимо учитывать эффекты, приводящие к выходу на некоторое предельное значение нестационарного коэффициента диффузии.

2. **Зависимость коэффициента диффузии от дозы с учетом эффекта насыщения.** Для параметра неравновесности в [5] была предложена формула

$$\alpha = \sigma\Phi t / (1 + \sigma\Phi t), \quad (12)$$

которая учитывает эффект насыщения коэффициента диффузии с накоплением дозы. С учетом (12) коэффициент диффузии (5) примет вид:

$$D(t) = D_e (1 + d\sigma\Phi t / (1 + \sigma\Phi t)). \quad (13)$$

С ростом дозы неравновесный коэффициент диффузии (13) монотонно возрастает и достигает значения

$$D_\infty = D_e \cdot (1 + d), \quad (14)$$

при котором наступает насыщение.

Воспользовавшись дозовой зависимостью коэффициента диффузии (13), выражение (8) можно представить в виде:

$$c_n(t) = \frac{4e^{-(KV + \lambda_n D_\infty)\tau}}{\pi(2n+1)} \times \left(1 + \sigma\tau\right)^{\mu_n} \left\{ C_0 + K \int_0^\tau \frac{e^{(KV + \lambda_n D_\infty)t}}{(1 + \sigma t)^{\mu_n}} dt \right\}, \quad (15)$$

где $\mu_n = \lambda_n D_e d / \sigma$. При произвольных значениях параметров интеграл в (15) может быть вычислен только численно.

Подстановка (15) в (7) позволяет получить распределение плотности дефектов в облучаемой пластине, коэффициент диффузии которых учитывает дозовое насыщение:

$$C(x, \tau) = \frac{4e^{-KV\tau}}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n D_\infty \tau} (1 + \sigma\tau)^{\mu_n}}{(2n+1)} \left\{ C_0 + K \int_0^\tau \frac{e^{(KV + \lambda_n D_\infty)t}}{(1 + \sigma t)^{\mu_n}} dt \right\} \sin \frac{(2n+1)\pi x}{h}. \quad (16)$$

Данное выражение может быть использовано для анализа влияния дозовой зависимости коэффициента диффузии, учитывающей насыщение, на изменение предела текучести образца. Для этого (16) следует подставить в (1):

$$\Delta\sigma = 2\beta\mu b e^{-KV\tau/2} \sqrt{\frac{d}{\pi} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n D_\infty \tau} (1 + \sigma\tau)^{\mu_n}}{(2n+1)} \left\{ C_0 + K \int_0^\tau \frac{e^{(KV + \lambda_n D_\infty)t}}{(1 + \sigma t)^{\mu_n}} dt \right\} \sin \frac{(2n+1)\pi x}{h} \right)^{1/2}}. \quad (17)$$

Результаты численного анализа предела текучести (17) приведены на рис. 1–2. Для построения графиков

этих зависимостей выражение (17) удобно представить в виде $\Delta\sigma = BC^{1/2}$, где $B = \beta\mu b\sqrt{d_c}$. Для численного анализа предела текучести (17) использовались модельные значения параметров (они указаны в подписях к рисункам).

Из выражения (17) следует, что предел текучести достаточно быстро достигает насыщения (кривая 3 на рис. 1). Это обусловлено тем, что неравновесный коэффициент диффузии выходит на значение насыщения (14).

Также на форму дозовой зависимости (17) существенно влияет значение температурно-энергетического фактора (6).

При определенных значениях параметров форма кривой дозовой зависимости предела текучести не является монотонной. При накоплении определенной дозы предел текучести достигает максимума, затем немного уменьшается до значения насыщения и далее с ростом дозы уже не меняется (кривые 1 и 2 на рис. 1). Такие формы дозовых зависимостей (17) определяются в первую очередь величиной полного сечения рассеяния, с ростом которого происходит более быстрое достижение величины насыщения предела текучести.

Установлено, что величина насыщения предела текучести уменьшается с ростом величины температурно-энергетического фактора (рис. 2). Это означает,

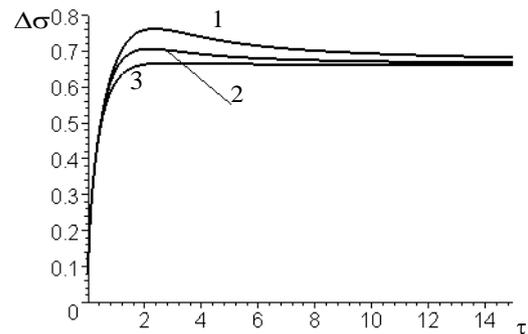


Рис. 1. Зависимости предела текучести (17) от дозы при фиксированных значениях параметров: $C_0 = 0,01$; $k = 1$; $V = 0,7$; $D_e = 1$; $B = 0,8$; $h = 10$; $x = 5$; $d = 10$ и различных значениях сечения рассеяния: (1) – $\sigma = 0,5$; (2) – $\sigma = 1,5$; (3) – $\sigma = 8$ в отн. ед.

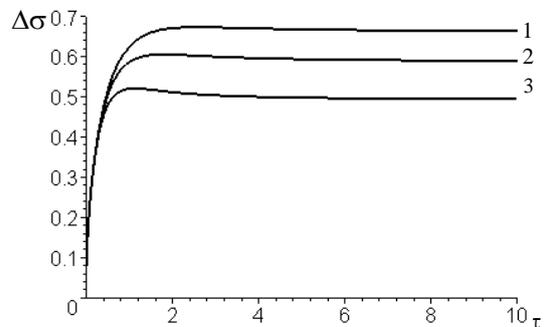


Рис. 2. Зависимости предела текучести (17) от дозы при фиксированных значениях параметров: $C_0 = 0,01$; $k = 1$; $V = 0,7$; $D_e = 1$; $B = 0,8$; $h = 10$; $x = 5$; $\sigma = 5$ и различных значениях температурно-энергетического фактора: (1) – $d = 10$; (2) – $d = 15$; (3) – $d = 25$ в отн. ед.

согласно определению d , что на характер эволюции плотности точечных дефектов и предела текучести при учете дозовой зависимости коэффициента диффузии (14) оказывает влияние не только температура образца энергия миграции, но и максимальная энергия, передаваемая частицам от радиационного потока.

Установлено также, что величина насыщения предела текучести не зависит от полного сечения рассеяния, а определяется температурой образца, энергией миграции, передаваемой от потока налетающих частиц атомам пластины (рис. 1–2).

НЕРАВНОВЕСНАЯ ДИФFUЗИЯ ПО ДИСЛОКАЦИОННЫМ ТРУБКАМ

Известно несколько моделей, описывающих диффузию точечных дефектов по изолированным дислокационным трубкам: Р. Смолуховского [9], А. Ле-Клера и А. Рабиновича [10], М. Вуттига и Х. Бирнбаума [11]. В них дислокации рассматриваются в виде цилиндрических трубок радиуса r_d , которые проходят через кристалл перпендикулярно его поверхности, на которую нанесен диффузانت – тонкий слой примесных атомов, диффундирующих в образце. Диффузия внутри дислокационной трубки подчиняется закону Фика для однородной среды, а также коэффициент диффузии D_d внутри трубки считается много больше коэффициента D в объеме кристалла.

Рассмотрим обобщение модели Вуттига и Бирнбаума [11–12], в которой неравновесность дислокационных трубок будет учитываться посредством зависимости коэффициента D_d от времени t [13–17]. При формулировке модели предполагается следующее.

1. Аналогично неравновесным границам зерен [13], избыточная энергия границ неравновесных дислокационных трубок (на один атом): $\Delta E(t) = \Delta E_0 \exp(-t/t_0)$, где ΔE_0 – избыточная энергия релаксации границ дислокационных трубок; t_0 – характерное время релаксации.

2. Неравновесный коэффициент диффузии по дислокационным трубкам связан с избыточной энергией их границ выражением:

$$D_d(t) = D_{de} \exp(\Delta E(t)/k_B T), \quad (18)$$

где D_{de} – коэффициент диффузии по равновесным дислокационным трубкам; T – температура отжига.

3. Концентрация внутри трубки c_d считается независимой от расстояния r от оси симметрии дислокационной трубки радиуса r_d [11]. Пусть ось Oz перпендикулярна поверхности кристалла в глубину от поверхности в плоскости $z = 0$, в которой находится слой диффузанта, а плоскость $z = h$ является тыльной стороной образца толщины h . Дислокационные трубки проходят через весь материал.

4. Радиальный градиент концентрации диффузанта в зерне считается не зависящим от времени, концентрация диффузанта в зерне c_g определяется выражением при $r > r_d$ [11]:

$$c_g = c_d \ln(r/r_m)/\ln(r_d/r_m), \quad (19)$$

где r_m – половина расстояния между дислокациями.

5. Уравнение, описывающее распределение концентрации диффузанта в дислокационной трубке при $r < r_d$, при сделанных предположениях записывается в виде:

$$\frac{\partial c_d}{\partial t} = D_d(t) \frac{\partial^2 c_d}{\partial z^2} + \frac{2D}{r_d} \frac{\partial c_g}{\partial r} \Big|_{r=r_d}. \quad (20)$$

Подстановка (19) в (20) приводит к уравнению при $r < r_d$:

$$\frac{\partial c_d}{\partial t} = D_d(t) \frac{\partial^2 c_d}{\partial z^2} - q^2 c_d, \quad (21)$$

где $q^2 = 2D/r_d^2 \ln(r_m/r_d)$. При условии $D_d \gg D$ недооценка отвода диффузанта из дислокационной трубки в объем в уравнении (21) при малых временах оказывается несущественной [11–12].

6. В начальный момент времени образец не содержит диффузанта:

$$c_d(z, 0) = c_0 \delta(z), \quad (22)$$

где $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака (правосторонняя); c_0 – постоянная концентрация диффузанта, поддерживаемая на поверхности образца.

7. Так как рассматривается диффузия из постоянного источника, то на входе дислокационной трубки задается граничное условие:

$$c_d(0, t) = c_0. \quad (23)$$

8. На выходе дислокационной трубки считается, что диффузانت не накапливается, а распределяется по поверхности образца, поэтому следует использовать модель «открытой трубки», в которой на тыльной стороне трубки задается граничное условие:

$$c_d(h, t) = 0. \quad (24)$$

Такое условие предполагает, что тыльная поверхность образца представляет собой сток бесконечной мощности, такой, что концентрация диффузанта на выходе дислокационной трубки всегда равна нулю.

Решение начально-краевой задачи (21)–(24) представляется в виде разложения в обобщенный ряд Фурье:

$$c_d(z, t) = c_0 \left\{ 1 - \frac{z}{h} - \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} F_k(t) \sin\left(\frac{\pi k z}{h}\right) \right\}, \quad (25)$$

$$\text{где } F_k(t) = \frac{1}{k} e^{-q^2 t - (\pi k / h)^2 I(t)} \left\{ 1 + q^2 \int_0^t e^{q^2 \tau + (\pi k / h)^2 I(\tau)} d\tau \right\},$$

$$I(t) = \int_0^t D(s) ds.$$

Выражение (25) описывает распределение концентрации диффузанта внутри дислокационной трубки. С использованием (18) можно получить:

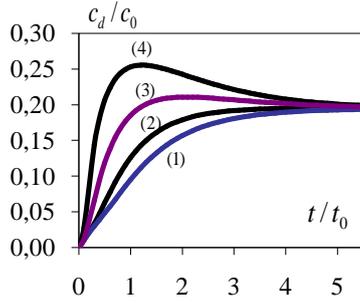


Рис. 3. Типичные зависимости (25) при фиксированных $h = 10$, $z = 3$, $q^2 = 0,8$ в отн. ед. и при различных значениях ΔE_0 : (1) – $\Delta E_0 = 0$; (2) – $\Delta E_0 = 0,7k_B T$; (3) – $\Delta E_0 = 1,5k_B T$; (4) – $\Delta E_0 = 2,2k_B T$

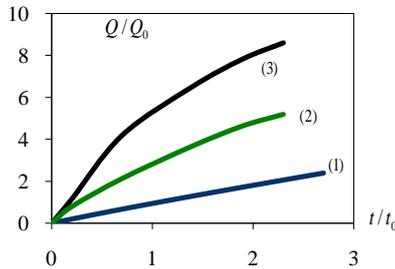


Рис. 4. Типичные зависимости (28) при фиксированных $h = 10$, $q^2 = 0,8$ в отн. ед. и при различных значениях ΔE_0 : (1) – $\Delta E_0 = 0$; (2) – $\Delta E_0 = 0,7k_B T$; (3) – $\Delta E_0 = 1,5k_B T$

$$I(t) = D_e t_0 \left\{ \text{Ei} \left(\frac{\Delta E_0}{k_B T} \right) - \text{Ei} \left(\frac{\Delta E_0}{k_B T} e^{-t/t_0} \right) \right\}, \quad (26)$$

где $\text{Ei}(z)$ – интегральная экспонента.

Подстановка данного выражения в (25) приводит к распределению концентрации диффузанта в дислокационной трубке с учетом неравновесного коэффициента диффузии (рис. 3). Из анализа (25) с учетом конкретных зависимостей (18) и (26) следует, что с ростом избыточной энергии релаксации неравновесных дислокационных трубок ΔE_0 происходит увеличение концентрации диффузанта на фиксированной глубине в данный момент времени (рис. 3).

При больших значениях ΔE_0 зависимость концентрации диффузанта от времени не является монотонной, а в определенный момент времени $t_m = t_m(\Delta E_0)$ достигается максимальное значение концентрации диффузанта на определенной глубине. С дальнейшим течением времени $t > t_m$ концентрация диффузанта начинает уменьшаться и достигает определенного значения, которое не зависит от ΔE_0 и представляет собой стационарную концентрацию при диффузии по равновесным дислокационным трубкам.

В рамках модели «открытой трубки» количество диффузанта, прошедшего за время t через образец и собравшегося на единице площади тыльной поверхности кристалла, выражается через его концентрацию c_d [11–12]:

$$Q(t) = -\pi r_d^2 \rho_d \int_0^t D_d(\tau) \left. \frac{\partial c_d(z, \tau)}{\partial z} \right|_{z=h} d\tau, \quad (27)$$

где ρ_d – плотность дислокаций.

Подставка (25) в (27) приводит к выражению для количества диффузанта, прошедшего через образец [16], в явном аналитическом виде (рис. 4):

$$Q(t) = Q_0 \left\{ I(t) + 2 \int_0^t D_d(\tau) \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k A_k(\tau) e^{-q^2 \tau - (\pi k/h)^2 I(\tau)} d\tau \right\}, \quad (28)$$

$$\text{где } A_k(\tau) = 1 + q^2 \int_0^{\tau} e^{q^2 s + (\pi k/h)^2 I(s)} ds; \quad Q_0 = \pi r_d^2 \rho_d c_0 / h.$$

Выражение (28) для диффузии по неравновесным дислокационным трубкам может считаться обобщением решения, полученного в рамках модели Вуттига–Бирнбаума. Из анализа (28) следует, что с ростом избыточной энергии релаксации неравновесных дислокационных трубок ΔE_0 наблюдается увеличение количества диффузанта, проникающего в образец за одинаковые промежутки времени (рис. 4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Математические формулировки рассмотренных в данной работе моделей сводятся к нестационарным задачам параболического типа для уравнений диффузии [17]. Задачи такого типа имеют большое прикладное значение. Во многих технических приложениях возникает необходимость изучения процесса эволюции концентрации примесей, точечных дефектов или температурного поля, когда соответствующий коэффициент переноса не является постоянным.

В случае моделирования распределения напряжений в облучаемых деформируемых материалах неравновесность коэффициента диффузии обуславливается его зависимостью от дозы. Зависимости коэффициента диффузии от дозы по линейному закону приводит к тому, что изменение плотности точечных дефектов радиационного происхождения и предела текучести облучаемого материала с накоплением дозы происходит немонотонным образом. При учете эффекта насыщения в зависимости неравновесного коэффициента диффузии при определенных значениях параметров облучения (температуры, энергии и интенсивности потока налетающих частиц) достаточно быстро происходит дозовое насыщение предела текучести. Показано, что увеличение температурно-энергетического фактора приводит к понижению характерного значения предела текучести, до которого происходит насыщение, вследствие влияния энергии потока налетающих частиц, которая передается атомам образца.

В рассмотренном обобщении модели Вуттига–Бирнбаума неравновесность дислокационных трубок обуславливается релаксацией избыточной энергии их границ, что приводит к необходимости считать зависящим от времени коэффициент диффузии внутри дислокационной трубки. В рамках сформулированной модели удается получить в явном аналитическом виде

распределение концентрации диффузанта внутри дислокационной трубки и количество диффузанта, прошедшего через образец. На основе анализа полученных выражений установлено, что рост количества диффузанта, проникшего в образец, происходит вследствие увеличения избыточной энергии релаксации границ неравновесных дислокационных трубок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панкратов Е.Л. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 115-119.
2. Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение / Паршин А.М. и др. Белгород, 1998. 378 с.
3. Колобов Ю.Р., Красильников В.В., Савотченко С.Е., Прозорова М.С. // Актуальные проблемы прочности: материалы 47 Международ. конф. Н. Новгород, 2008. С. 36-38.
4. Красильников В.В., Савотченко С.Е., Прозорова М.С. // Материаловедение. 2009. № 11. С. 59-63.
5. Степанов В.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 8. С. 67-71.
6. Ковалева М.Г. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Белгород: БелГУ, 2006. 152 с.
7. Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В. // Научные ведомости БГПУ. 1996. № 1. С. 18-33.
8. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М. // ВАНТ. Сер.: ФРИ. 1984. Вып. 1 (29). С. 46-73.
9. Smoluchowski R. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 482.
10. Le Clair A.D., Rabinovitch A. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1981. V. 14. P. 3863.
11. Wuttig M., Birnbaum H.K. // Phys. Rev. 1966. V. 147. P. 495-505.
12. Kaur I., Mishin Y., Gust W. Fundamentals of Grain and Interphase Boundary Diffusion. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 1995. 512 p.
13. Назаров А.А. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 6. С. 1112-1114.
14. Красильников В.В., Савотченко С.Е. // 18 Петербургские чтения по проблемам прочности и роста кристаллов: в 2 ч. СПб., 2008. Ч. 2. С. 128-130.

15. Красильников В.В., Савотченко С.Е. // Физико-математическое моделирование систем: материалы 5 Междунар. семинара. Воронеж: ВТГУ, 2008. Ч. 1. С. 131-136.
16. Красильников В.В., Савотченко С.Е. // Известия РАН. Серия Физическая. 2009. Т. 73. № 9. С. 1348-1354.
17. Савотченко С.Е. // Известия ТулГУ. Естественные науки. 2009. № 3. С. 204-218.

Поступила в редакцию 23 декабря 2014 г.

Krasilnikov V.V., Savotchenko S.E. PECULIARITIES OF RADIATION HARDENING AND CONCENTRATION DISTRIBUTION OF POINT DEFECTS UNDER NON-EQUILIBRIUM DIFFUSION

The paper discusses the analysis of features of the distribution of the concentration of point defects arising from the non-equilibrium diffusion coefficient. An evolution of the density of point defects in the irradiated metal plate, a non-equilibrium diffusion coefficient which depends on the cumulative dose was described. It is shown that the yield stress of the sample determined by the distribution of point defects caused by radiation reaches the dose saturation. The generalized Wuttig–Birnbaum model of diffusion on non-equilibrium dislocation pipes is introduced here. In the model the non-equilibrium diffusion coefficient of point defects is considered dependent on relaxing excess energy over time of boundaries of dislocation tubes. It is shown that an increase in the excess energy of boundaries of non-equilibrium dislocation tubes leads to an increase in the number of diffusing, penetrating into the sample at regular intervals.

Key words: diffusion; point defects; radiation hardening; mechanical properties; yield stress; mathematical model; diffusion equation; dislocation tubes.

Красильников Владимир Владимирович, Белгородский государственный национальный исследовательский университет, г. Белгород, Российская Федерация, доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Материаловедение и нанотехнологии», старший научный сотрудник, e-mail: kras@bsu.edu.ru

Krasilnikov Vladimir Vladimirovich, Belgorod State National Research University, Belgorod, Russian Federation, Doctor of Physics and Mathematics, Professor of “Materials and Nanotechnology” Department, Senior Scientific Worker, e-mail: kras@bsu.edu.ru

Савотченко Сергей Евгеньевич, Белгородский юридический институт Министерства внутренних дел Российской Федерации, г. Белгород, Российская Федерация, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры «Математика», e-mail: savotchenko@hotmail.ru

Savotchenko Sergey Evgenyevich, Belgorod Law University of the Russian Interior Ministry of Russian Federation, Belgorod, Russian Federation, Doctor of Physics and Mathematics, Associate Professor, Professor of “Mathematics” Department, e-mail: savotchenko@hotmail.ru