

**СТРУКТУРА,  
ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ДИФФУЗИЯ**

УДК 669.3:620.186.5

**МОДЕЛЬ ПЕРВИЧНОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ЧИСТОЙ МЕДИ**

© 2021 г. Н. В. Сахаров<sup>а</sup>, \*, В. Н. Чувильдеев<sup>а</sup>

<sup>а</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950 Россия

\*e-mail: nvsaharov@nifti.unn.ru

Поступила в редакцию 28.12.2020 г.

После доработки 26.01.2021 г.

Принята к публикации 02.03.2021 г.

Предложена новая модель описания процесса первичной рекристаллизации в металлах. В предлагаемой модели скорость роста зародышей рекристаллизации определяется кинетикой снижения мощности дисклинационных диполей, распределенных в границах зародыша. Получено уравнение, связывающее объемную долю рекристаллизованного материала с температурой и временем отжига. Полученное уравнение имеет вид уравнения Аврами при  $n = 1$  и значении энергии активации, равном энергии активации диффузии по неравновесным границам зерен.

*Ключевые слова:* первичная рекристаллизация в металлах, неравновесные границы зерен

**DOI:** 10.31857/S0015323021070081

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время для описания первичной рекристаллизации в чистых металлах широко используется формальная теория рекристаллизации [1–3]. В ее основе лежит гипотеза о подобии протекания процессов рекристаллизации и фазового превращения. Предполагается, что уравнение, связывающее объемную долю рекристаллизованного материала  $f_V$  и время  $t$  его изотермического отжига, имеет следующий вид:

$$f_V = 1 - \exp(-Bt^n). \quad (1)$$

Уравнение (1) получило название уравнения Аврами,  $B$  и  $n$  в нем – численные коэффициенты. Значение  $B$  связано с энергией активации рекристаллизации аррениусовской зависимостью:

$$B = B_0 \exp(-Q/RT), \quad (2)$$

где  $B_0$  – численный коэффициент,  $R$  – универсальная газовая постоянная. Согласно формальной теории рекристаллизации, при  $n = 1$  скорость процесса непрерывно уменьшается, при  $n > 1$  скорость рекристаллизации сначала растет, затем падает. В последнем случае кривая, описываемая уравнением (1), имеет вид сигмоиды. Значения  $n > 1$  в формальной теории рекристаллизации соответствуют тем случаям, когда процессу роста линейных размеров зародышей рекристаллизации предшествует процесс их зарождения. Конкретное значение  $n$  зависит от вида функции, описывающей скорость увеличения числа зародышей; от размерности пространства, в котором происходит рост (увеличение объема одновременно во

всех трех измерениях, в одной плоскости или в одном направлении); от того, являются ли места образования зародышей хаотически (случайно) распределенными по всему объему или они формируются в определенных местах (например, на границах зерен исходного металла). Максимальное значение  $n$ , получаемое по результатам теоретического анализа, равно 4.

Примерами экспериментальных работ, в которых кинетика первичной рекристаллизации была проанализирована с применением уравнения Аврами, являются статьи [4–11]. Объектом исследования в них выступала медь чистотой от 99.96 до 99.999%. Использование уравнения Аврами для анализа экспериментальных данных позволило определить значения параметров  $n$  и  $B$  из уравнения (1) и/или значений параметров  $k$  и  $Q$  из уравнения (2). Результаты вычислений, полученные в работах [4–11], обобщены в виде табл. 1 и 2.

Анализ данных, приведенных в табл. 2, показывает, что значения  $Q$  и  $n$  могут варьироваться в широких диапазонах:  $Q$  – от 68 до 159 кДж/моль (или от 7.6 до 15.3  $kT_m$ ),  $n$  – от 0.32 до 4.8. Энергии активации рекристаллизации, полученные в [4–11], в большинстве случаев оказываются несопоставимыми с характерными значениями диффузионных параметров металлов: слишком высокими по сравнению с энергией активации зернограничной диффузии ( $\approx 10 kT_m$ ) и слишком низкими по сравнению с энергией активации объемной диффузии ( $\approx 20 kT_m$ ). Таким образом, физический смысл параметра  $Q$ , входящего в уравнение Аврами, остается неясным.

**Таблица 1.** Результаты вычисления параметров  $B$  и  $k$  из уравнения Аврами

Работа	Константы $B$ и $k$
[5]	$k = 3.9 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ (ДСК при $T = \text{const}$ ) $k = 5.6 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$ (ДСК при $dT/dt = \text{const}$ )
[6]	$B = 9.0 \times 10^{-5}$ ( $T = 165^\circ\text{C}$ ) $B = 9.2 \times 10^{-5}$ ( $T = 170^\circ\text{C}$ ) $B = 9.4 \times 10^{-5}$ ( $T = 175^\circ\text{C}$ )
[9]	$k = 1.31 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$
[10]	$B = 5.4 \times 10^{-5}$ ( $T = 160^\circ\text{C}$ ) $B = 2.4 \times 10^{-3}$ ( $T = 210^\circ\text{C}$ ) $B = 9.2 \times 10^{-3}$ ( $T = 230^\circ\text{C}$ ) $B = 2.9 \times 10^{-1}$ ( $T = 290^\circ\text{C}$ ) $B = 3.8 \times 10^{-3}$ (исходное состояние) $B = 3.9 \times 10^{-3}$ (прокатка 36%) $B = 2.8 \times 10^{-3}$ (прокатка 91%)

**Таблица 2.** Значения  $Q$  и  $n$ , полученные из уравнения Аврами

Работа	$Q, \text{ kJm}$	$n$
[4]	–	1.72–2.67
[5]	9.5–11.3	2–4.8
[6]	–	1.29–1.48
[7]	11.5–15.3	0.8–1.2
[8]	10.5–11.3	0.87–1.01
[9]	14.5	1.4–3.5
[10]	7.6–15.1	0.32–0.75
[11]	–	3.09

Для преодоления трудностей, связанных с неоднозначностью интерпретации значений  $Q$  и  $n$ , получаемых из уравнения Аврами, некоторые авторы предпринимали попытки модификации формальной теории рекристаллизации (см., напр., [12, 13]). Предлагаемые в большинстве случаев изменения сводились к введению новых эмпирических коэффициентов или замене уже имеющихся в уравнениях (1) и (2). Как правило, такой подход позволял точнее описать экспериментальные результаты в каком-то конкретном случае, однако это не способствовало прояснению физического смысла коэффициентов  $Q$ ,  $B$  и  $n$ , входящих в уравнения (1) и (2), и выявлению общих закономерностей их изменения при изменении основных характеристик (состава и параметров структуры) материала.

Следует заметить, что формальная теория рекристаллизации носит общий характер (настолько, насколько общим является термодинамиче-

ский подход, использованный при построении формальной теории фазовых превращений, или геометрический подход, использованный Колмогоровым в [14]). Альтернативным по отношению к термодинамическому или геометрическому подходу является другой способ изучения первичной рекристаллизации. Он основан на анализе изменений, происходящих с материалом на структурном уровне, и, в частности, установлении микро-механизмов формирования зародышей.

Существующие в настоящее время модели, описывающие процесс рекристаллизации “на языке” микро-механизмов формирования зародышей рекристаллизации, являются качественными. Подробный обзор этих моделей можно найти в [15].

В настоящей работе решается задача построения новой количественной модели первичной рекристаллизации в чистой меди. В представленной модели введено новое определение зародыша рекристаллизации, связанное с современными представлениям о структуре большеугловых границ зерен. Как будет показано ниже, применение новой модели для описания первичной рекристаллизации позволило установить физический смысл коэффициентов, входящих в уравнение Аврами.

## МОДЕЛЬ ПЕРВИЧНОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ

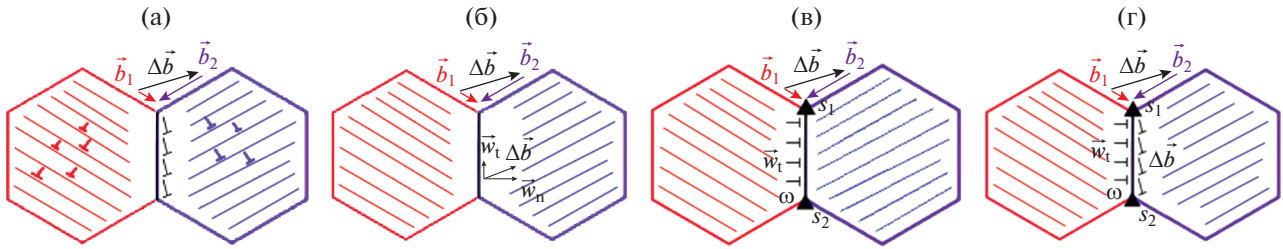
### Определение зародыша рекристаллизации

Зародыши рекристаллизации в предлагаемой модели представляют собой свободные от дефектов участки материала, окруженные большеугловыми границами с распределенными в них дефектами. Наличие дефектов в границах зародышей существенно влияет на характер протекания первичной рекристаллизации.

### Описание границ зародыша рекристаллизации

В процессе предварительной деформации металла решеточные дислокации активно взаимодействуют с большеугловыми границами. Происходящие при этом превращения на границах приводят к перестройке их структуры. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Решеточные дислокации, осуществляющие пластическую деформацию, двигаются в плоскости скольжения в направлении границы между зернами 1 и 2 (плоскость скольжения перпендикулярна плоскости рис. 1). Как показано в [16], после перехода через границу зерен на ней остаются дислокации ориентационного несоответствия (ДОН), возникающие из-за существования взаимной разориентировки систем скольжения, действующих в соседних зернах. Вектор Бюргера ДОН определяется разностью векто-



**Рис. 1.** Дефекты в границах зародышей рекристаллизации. а – формирование ДОН (обозначены черным) в границе зерен при прохождении дислокаций из зерна 1 (нарисовано красным, вектор Бюргерса действующей системы скольжения  $\vec{b}_1$ ) в зерно 2 (нарисовано синим, вектор Бюргерса действующей системы скольжения  $\vec{b}_2$ ); б – делокализация ДОН в границах с образованием тангенциальных компонент плотностью  $w_t$  и нормальных плотностью  $w_n$ ; в – дефекты, сформировавшиеся в границе после делокализации ДОН: тангенциальные компоненты делокализованных дислокаций плотностью  $w_t$  и стыковые дисклинационные диполи мощностью  $\omega$ ; г – полный ансамбль дефектов в границах зародышей рекристаллизации: ДОН плотностью  $\rho_b \Delta b$ , тангенциальные компоненты продуктов их делокализации плотностью  $w_t$  и стыковые дисклинационные диполи мощностью  $\omega$ .

ров Бюргерса, описывающих скольжение дислокаций в соседних зернах:

$$\Delta \mathbf{b} = \mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2.$$

Как показано в [17, 18], в процессе взаимодействия границ зерен с ДОН последние делокализуются в границах зерен. Процесс делокализации может быть представлен как “размазывание” пластической несовместности, “заключенной” в ядре дислокации, по всей границе, на расстоянии много больше размера ядра ДОН.

Делокализованные в границах зерен дислокации могут быть представлены состоящими из тангенциальных (по отношению к плоскости границы) и нормальных компонент. Вследствие того, что движение тангенциальных компонент осуществляется скольжением, а нормальных – переползанием, кинетика накопления разных компонент ДОН различна. Таким образом, в процессе взаимодействия решеточных дислокаций с границами зерен в последних будет формироваться система дефектов трех различных типов: ДОН с вектором Бюргерса  $\Delta \mathbf{b}$  и плотностью (на единицу длины границы)  $\rho_b \Delta b$ , тангенциальные и нормальные продукты их делокализации плотностью  $w_t$  и  $w_n$  соответственно.

Согласно [19], увеличение плотности тангенциальных компонент делокализованных ДОН приводит к изменению диффузионных характеристик границ зерен, увеличение плотности нормальных компонент – к возникновению дополнительной разориентировки на границах. Возникновение дополнительной разориентировки на границах зерен можно описать как образование на границе дисклинационного диполя мощностью  $\omega$  (рис. 1в).

Изменение диффузионных характеристик границы при попадании в нее ДОН и тангенциальных компонент продуктов их делокализации удобно

описывать, используя такой параметр, как относительный свободный объем границ зерен  $\alpha$ . В соответствии с подходом, развитым в [19], свободный объем определяет диффузионные характеристики границ: его увеличение вследствие попадания в границы дислокаций и делокализации их ядер переводит границы в неравновесное состояние. Мерой повышения коэффициента диффузии по неравновесным границам зерен  $D_b^*$  является величина, равная увеличению свободного объема границ  $\Delta \alpha$ . В [19] получены выражения, связывающие изменение диффузионных параметров (предэкспоненциального множителя  $D_{b0}^*$  и энергии активации  $Q_b^*$ ) с величиной свободного объема:

$$D_b^* = D_{b0}^* \exp\left(\frac{Q_b^* T_m}{k T_m T}\right); \tag{3}$$

$$D_{b0}^* = \varphi D_{L0} \exp\left(\frac{1}{k} \left( Z_1 \left( \frac{\alpha^*}{\alpha + \Delta \alpha} - 1 \right) + Z_2 \left( \sqrt{\frac{\alpha^*}{\alpha + \Delta \alpha}} - 1 \right) \right)\right); \tag{4}$$

$$Q_b^* = Q_L + W_1 \left( \frac{\alpha^*}{\alpha + \Delta \alpha} - 1 \right) + W_2 \left( \sqrt{\frac{\alpha^*}{\alpha + \Delta \alpha}} - 1 \right). \tag{5}$$

При малых изменениях свободного объема ( $\Delta \alpha \ll \alpha^*$ ) коэффициент диффузии по неравновесным границам зерен можно вычислить из уравнения:

$$D_b^* = D_b \exp(\Delta \alpha / \alpha_B), \tag{6}$$

где  $D_b$  – коэффициент диффузии по равновесным границам,  $\alpha_B$  – численный коэффициент, значение которого при  $T = 0.5 T_m$  равно 0.02 [19].

Из анализа уравнения (6) следует, что небольшие изменения  $\Delta\alpha$  могут приводить к уменьшению энергии активации зернограничной диффузии и увеличению коэффициента диффузии по неравновесным границам зерен. Интервалы значений  $Q_b^*$  и  $D_b^*$ , соответствующие изменению  $\Delta\alpha$  от 0 до 0.08, составляют 9.2–5.9  $kT_m$  и  $3.8 \times 10^{-13}$ – $2.1 \times 10^{-11}$   $\text{см}^2/\text{с}$ .

#### Анализ подвижности границ зародышей рекристаллизации

Согласно [20–22], скорость роста зерен  $d$  определяется величиной движущих сил рекристаллизации  $P$  и коэффициентом подвижности границ  $M$ :

$$\dot{d} = PM. \quad (7)$$

Наличие дефектов, распределенных в границах зародышей, приводит к тому, что коэффициент подвижности  $M$  границ с дефектами отличается от коэффициента подвижности бездефектных границ. Для вычисления  $M$  можно использовать уравнение, приведенное в [19]:

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_b} + \frac{1}{M_\omega} + \frac{1}{M_\rho}, \quad (8)$$

где  $M_b$ ,  $M_\omega$  и  $M_\rho$  – коэффициенты подвижности бездефектной границы, дисклинационных диполей и дислокаций ориентационного несоответствия. Ниже приведены уравнения для вычисления  $M_b$ ,  $M_\omega$  и  $M_\rho$ , предложенные в [19]. Численные значения параметров, входящих в уравнения (9)–(12), указаны в Приложении.

$$M_b = A_b c_b, \quad (9)$$

$$M_\omega = A_\omega c_b \left(\frac{b}{d}\right)^2 \frac{1}{\omega^2}, \quad (10)$$

$$M_\rho = A_\rho c_b \frac{b}{d} \frac{1}{\rho_b^{st} \Delta b}, \quad (11)$$

$$c_b = \frac{D_b^* \delta b}{kT}. \quad (12)$$

Сравнение коэффициентов подвижности дефектов различных типов при характерных значениях величин, входящих в уравнения (9)–(12), показывает, что подвижность бездефектной границы существенно выше подвижности дефектов. Это означает, что в состоянии после деформации распределённые в границах дефекты “удерживают” их, не давая границам мигрировать. Таким образом, условием начала движения границы является равенство коэффициента подвижности самого “медленного” из дефектов коэффициенту подвиж-

ности бездефектной границы. Сравнение результатов вычисления  $M_\omega$  и  $M_\rho$  при типичных значениях величин, входящих в уравнения (10) и (11), показывает, что  $M_\omega \ll M_\rho$ . Таким образом, минимальной подвижностью характеризуются дисклинационные диполи. Это означает, что границы начнут двигаться с заметной скоростью лишь в тот момент, когда подвижность дисклинационных диполей станет сопоставима с подвижностью бездефектной границы. Увеличение коэффициента подвижности дисклинационных диполей происходит вследствие протекания процессов возврата, приводящих к снижению  $\omega$ . Согласно [19], кинетика изменения  $\omega$  при отжиге описывается уравнением

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{1}{t_3} t\right). \quad (13)$$

Характерное время процесса  $t_3$  можно вычислить по формуле

$$\frac{1}{t_3} = A_\omega \frac{G\Omega T_m}{kT_m T} \frac{1}{(d^*)^3} \delta D_{b0}^* \exp\left(-\frac{Q_b^* T_m}{kT_m T}\right). \quad (14)$$

Критическое значение  $\omega_{кр}$ , при котором подвижность дисклинационных диполей станет равна подвижности бездефектной границы, можно вычислить, приравняв уравнения (9) и (10):

$$\omega_{кр} = \frac{b}{d}. \quad (15)$$

#### Эволюция ансамбля зародышей

Для перехода от рассмотрения движения границ одного зародыша к анализу роста зародышей в ансамбле необходимо сделать ряд предположений. В частности, следует уточнить характер взаимного влияния зародышей и то, как именно распределены значения подвижности в рассматриваемом ансамбле.

В модели предполагается, что зародыши располагаются на значительном расстоянии друг от друга и не оказывают взаимного влияния в процессе роста. Предполагается, что движение границ зародышей можно рассматривать независимо друг от друга.

В предлагаемой модели анализируется случай, когда значения  $M$  границ в рассматриваемом ансамбле равномерно распределены от некоторого  $M_{\min}$  до  $M_{\max}$ . Для рассмотренного выше случая, когда кинетика роста зародышей контролируется снижением мощности дисклинационных диполей, это равносильно предположению, что значения  $\omega_0$  в границах ансамбля распределены также равномерно от некоторого минимального  $\omega_{0\min}$  до некоторого максимального значения  $\omega_{0\max}$ . В этом случае кинетика увеличения числа границ, способных мигрировать в данный момент време-

ни, будет повторять экспоненциальную кинетику снижения мощности дисклинационного диполя.

Если число таких границ пропорционально объемной доле рекристаллизованного материала  $f_V$ , то временная зависимость  $f_V(t)$  примет вид:

$$f_V = 1 - \exp\left(-\frac{1}{t_3} t\right). \quad (16)$$

**ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ.  
ПРОЦЕДУРА ОБРАБОТКИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

Для верификации предложенной модели был проведен реанализ экспериментальных данных, полученных в работах [4–11] с использованием уравнения Авраами. В процессе верификации из уравнения (14) вычисляли энергию активации  $Q_b^*$ . Входящую в уравнение величину  $t_3$  определяли, приравняв ее к обратному значению коэффициента  $B$  из уравнения (2). Полученное значение сравнивали с энергией активации диффузии по равновесным границам зерен  $Q_b$ , составляющим для меди  $9.2 kT_m$  [19].

При анализе данных [6, 10] были использованы приведенные в статьях значения  $B$ , в случае анализа данных [5, 9] коэффициент  $B$  вычисляли по уравнению (2) из приведенных в работах значений  $k$  и  $Q$ . В процессе реанализа данных, представленных в работах [4, 8, 11], величину  $t_3$  определяли по углу наклона прямой, полученной линейной аппроксимацией экспериментальных данных в координатах  $\ln(1 - f_V) - t$ .

Анализ данных работы [7] проводили, принимая время двукратного снижения интенсивности определенного компонента текстуры равным времени такого же снижения объемной доли рекристаллизованного материала. После этого по уравнению (16) вычисляли значение  $1/t_3$ , затем по уравнению (14) вычисляли  $Q_b^*$ . Температуру принимали равной среднему значению экспериментального интервала температур. Значения параметров, использованных при вычислениях, приведены в приложении. Результаты вычисления энергии активации зернограницной диффузии приведены в табл. 3.

Анализ данных табл. 3 позволяет сделать вывод, что в случае анализа экспериментальных данных работ [4–11] с использованием предлагаемой модели энергия активации рекристаллизации в большинстве случаев составляет от 6 до  $9 kT_m$ . Полученные значения  $Q_b^*$  согласуются с экспериментальными результатами измерений энергии активации зернограницной диффузии и результатами теоретических расчетов, выполненных в [19]. Меньшие значения энергии активации рекристаллизации

**Таблица 3.** Значения  $Q$  и  $n$ , вычисленные по предлагаемой модели

Работа	$Q, kT_m$	$n$
[4]	6.1–7.5	1
[5]	5.3–8.1	1
[6]	7.6–7.8	1
[7]	8.2–9.4	1
[8]	8.5–8.6	1
[9]	7.9	1
[10]	7.6–9.7	1
[11]	6.4	1

соответствуют случаям, когда границы зерен находятся в неравновесном состоянии; при этом степень отклонения значения  $Q_b^*$  от равновесного зависит от уровня неравновесности границ. Заметим, что границы зерен деформированного поликристалла всегда находятся в неравновесном состоянии. Таким образом, полученные значения энергии активации представляются разумными.

Помимо вычисления значений  $Q_b^*$ , в процессе реанализа работ [4, 8, 11] приведенные в них экспериментальные данные линеаризовали в различных координатах. Зависимости  $f_V(t)$  строили в координатах  $\ln(1 - f_V) - t$  и  $\ln(1 - f_V) - \ln t$ . Линейный характер зависимостей  $f_V(t)$  в координатах  $\ln(1 - f_V) - t$  и  $\ln(1 - f_V) - \ln t$  соответствует уравнению (16), полученному в рамках предлагаемой модели, и уравнению Авраами соответственно.

Для каждой зависимости методом наименьших квадратов вычисляли коэффициенты детерминации  $R^2$ , характеризующие точность аппроксимации экспериментальных данных линейной зависимостью. Для вычислений использовали стандартные средства пакета программ Excel. Значения  $R_1^2$  характеризуют точность аппроксимации данных в координатах  $\ln(1 - f_V) - t$ , значения  $R_2^2$  – точность аппроксимации в координатах  $\ln(1 - f_V) - \ln t$ .

Временные зависимости объемной доли рекристаллизованного материала, линеаризованные в разных координатах, приведены на рис. 2–4. Значения  $R_1^2$  и  $R_2^2$ , характеризующие точность линейной аппроксимации, приведены в табл. 4. Сравнение значений  $R_1^2$  и  $R_2^2$  позволяет сделать вывод, что точность аппроксимации экспериментальных значений при анализе данных на основе предлагаемой модели сопоставима с точностью аппроксимации экспериментальных данных уравнением Авраами.

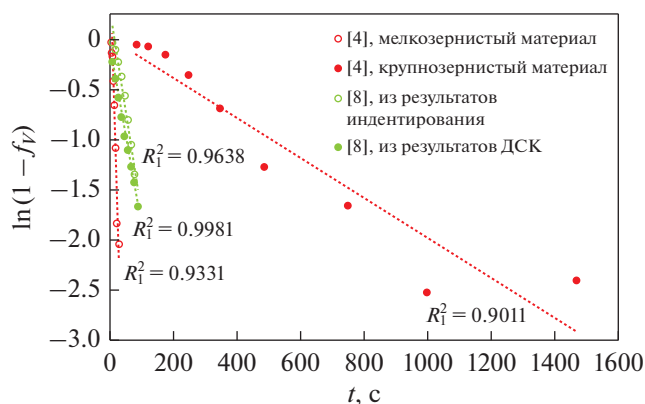


Рис. 2. Графики зависимости объемной доли рекристаллизованного материала от времени отжига, построенные в координатах  $\ln(1-f_V)-t$  на основе экспериментальных данных [4, 8].

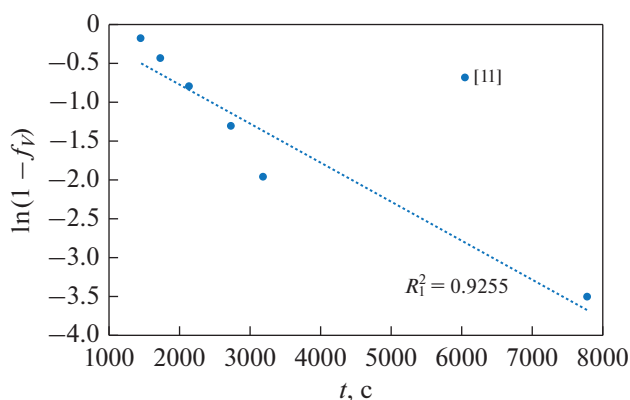


Рис. 3. Графики зависимости объемной доли рекристаллизованного материала от времени отжига, построенные в координатах  $\ln(1-f_V)-t$  на основе экспериментальных данных [11].

## ВЫВОДЫ

1. Предложена новая модель первичной рекристаллизации в чистой меди. В рамках модели предполагается, что кинетика первичной рекри-

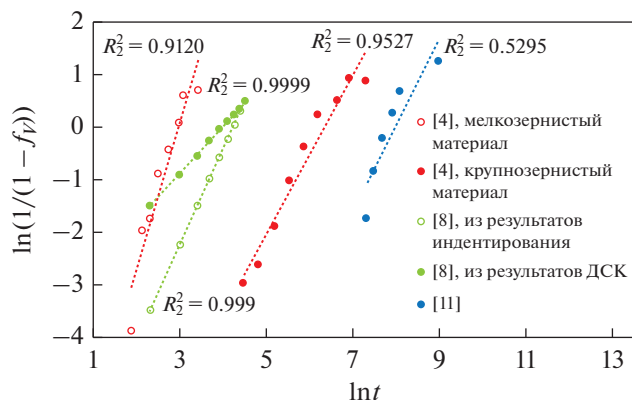


Рис. 4. Графики зависимости объемной доли рекристаллизованного материала от времени отжига, построенные в координатах  $\ln(1-f_V)-\ln t$  на основе экспериментальных данных [4, 8, 11].

сталлизации определяется характером эволюции дефектной структуры границ зародышей рекристаллизации.

2. В рамках предложенной модели получено уравнение для описания кинетики изменения объемной доли рекристаллизованного материала в процессе первичной рекристаллизации. Полученное уравнение имеет вид уравнения Аврами при  $n = 1$  и  $Q$ , равном энергии активации диффузии по неравновесным границам зерен.

3. Проведен реанализ данных экспериментальных работ, посвященных описанию первичной рекристаллизации. Показано, что значения энергии активации диффузии по границам зерен, полученные на основании новой модели, находятся в хорошем соответствии с результатами теоретических расчетов. Показано, что точность аппроксимации экспериментальных данных по уравнению из разработанной модели сопоставима с точностью аппроксимации экспериментальных данных по уравнению Аврами.

Работа выполнена при поддержке проекта № 075-03-2020-191/5 Минобрнауки России.

Таблица 4. Значения  $R_1^2$  и  $R_2^2$ , характеризующие точность аппроксимаций экспериментальных данных при расчете с использованием разных моделей

Работа	Комментарии	$R_1^2$ по предлагаемой модели	$R_2^2$ , по уравнению Аврами
[4]	Мелкозернистый материал	0.9331	0.9120
	Крупнозернистый материал	0.9011	0.9527
[8]	Из результатов индентирования	0.9638	0.9990
	Из результатов ДСК	0.9981	0.9999
[11]	—	0.9255	0.8295

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Численные значения параметров

Обозначение	Параметр	Характерное численное значение	Источник
$A_b, A_\omega, A_p$	Численные коэффициенты	10	[19]
$b$	Вектор Бюргера	$2.56 \times 10^{-10}$ м	[23]
$B$	Коэффициент в уравнении Аврами	$10^{-1} - 10^{-5} \text{ с}^{-n}$	[4]–[11]
$d^*$	Масштаб массопереноса, на котором суммарный заряд дисклинационных диполей равен нулю	0.3 мкм	[19]
$D_b$	Коэффициент диффузии по равновесным границам	$3.8 \times 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$	[19]
$D_b^*$	Коэффициент диффузии по неравновесным границам	$5 \times 10^{-13} - 5 \times 10^{-11} \text{ см}^2/\text{с}$	[19]
$D_{b0}^*$	Предэкспоненциальный множитель коэффициента диффузии по неравновесным границам зерен	$9.8 \times 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$	[19]
$D_{L0}$	Предэкспоненциальный множитель коэффициента диффузии в расплаве	$1.5 \times 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$	[19]
$G$	Модуль сдвига	42 ГПа	[23]
$k$	Постоянная Больцмана	$1.38 \times 10^{-23}$ Дж/К	[23]
$M$	Подвижность границы с дефектами	$10^{-12} \text{ см}^3 \text{ Н}^{-1} \text{ с}^{-1}$	[19]
$M_b$	Подвижность бездефектной границы	$10^{-8} \text{ см}^3 \text{ Н}^{-1} \text{ с}^{-1}$	[19]
$M_\omega$	Подвижность дисклинационного диполя	$10^{-12} \text{ см}^3 \text{ Н}^{-1} \text{ с}^{-1}$	[19]
$M_p$	Подвижность ДОН	$10^{-9} \text{ см}^3 \text{ Н}^{-1} \text{ с}^{-1}$	[19]
$n$	Коэффициент в уравнении Аврами	0.32–4.8	[4–11]
$P$	Движущие силы роста зародышей рекристаллизации	$10^4 \text{ Н}/\text{см}^2$	[20–22]
$Q$	Энергия активации в уравнении Аврами	$7.6 - 15.3 kT_m$	[4–11]
$Q_b^*$	Энергия активации диффузии по неравновесным границам	$6 - 8.5 kT_m$	[19]
$Q_L$	Энергия активации диффузии в расплаве	$3.6 kT_m$	[23]
$R$	Универсальная газовая постоянная	8.3	[23]
$t$	Время инкубационного периода рекристаллизации	3600 с	[19]
$t_3$	Характерное время снижения мощности дисклинационного диполя	$10^3$ с	[19]
$T_m$	Температура плавления меди	1357 К	[23]
$W_1$	Величины, используемые для вычисления коэффициента диффузии по неравновесным границам и зависящие от термодинамических характеристик материала	$6.75 kT_m$	[19]
$W_2$		$11.3 kT_m$	[19]
$Z_1$		$12 k$	[19]
$Z_2$		$9.6 k$	[19]
$\alpha$	Относительный свободный объем границ зерен	0.35–0.4	[19]
$\alpha^*$	Пороговое значение свободного объема границ	0.5	[19]
$\Delta\alpha$	Изменение свободного объема границ при попадании в них дефектов	0.01–0.1	[19]

Обозначение	Параметр	Характерное численное значение	Источник
$\alpha_B$	Коэффициент в уравнении (6)	0.02 (при $T = 0.5T_m$ )	[19]
$\delta$	Ширина границ зерен	$5 \times 10^{-8}$ см	[19]
$\varphi$	Численный коэффициент в уравнении (4)	0.1	[19]
$\rho_b \Delta b$	Плотность ДОН	$10^{-3}$	[19]
$\omega$	Мощность дисклинационного диполя	$10^{-2} - 10^{-1}$	[19]
$\omega_0$	Начальная мощность дисклинационного диполя	$10^{-1}$	[19]
$\Omega$	Атомный объем меди	$1.18 \times 10^{-29}$ м <sup>3</sup>	[23]
$G\Omega/kT_m$	—	26.5	—

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головин И.С. Зернограничная релаксация в меди до и после равноканального углового прессования и рекристаллизации // ФММ. 2010. № 4. С. 424–432.
2. Новикова О.С., Волков А.Ю. Кинетика атомного упорядочения сплава Cu–49 ат. % Pd после интенсивной пластической деформации // ФММ. 2013. № 2. С. 179–188.
3. Чурюмова А.Ю., Поздняков А.В. Моделирование эволюции микроструктуры металлических материалов в процессе горячей пластической деформации и термической обработки // ФММ. 2020. Т. 121. № 11. С. 1162–1186.
4. Hutchinson B., Jonsson S., Ryde L. On the kinetics of recrystallisation in cold worked metals // Scripta Metal. 1989. V. 23. № 5. P. 671–676.
5. Kruger P., Woldt E. The use of an activation energy distribution for the analysis of the recrystallization kinetics of copper // Acta Metal. et Mater. 1992. V. 40. № 11. P. 2933–2942.
6. Field D.P., Nowell M.M., Trivedi P., Wright S.I., Lillo T.M. Local orientation gradient and recrystallization of deformed copper // Solid State Phenomena. 2005. V. 105. P. 157–162.
7. Hansen N., Leffers T., Kjems J.K. Recrystallization kinetics in copper investigated by in situ texture measurements by neutron diffraction // Acta Metal. 1981. V. 29. № 8. P. 1523–1533.
8. Nanda T., Kumar B.R., Sharma S., Singh V., Pandey O.P. Effect of thermal cycling process parameters on recrystallization kinetics for processing of fine-grained pure copper // Mater. and Manufacturing Processes. 2017. V. 32. № 1. P. 34–43.
9. Pérez A., Lopez-Olmedo J.P., Farjas J. Isoconversional analysis of copper recrystallization // Thermal Analysis and Calorimetry. 2016. V. 125. № 2. P. 667–672.
10. Niu R., Han Ke, Su Yi-F., Besara T., Siegrist T.M., Zuo X. Influence of grain boundary characteristics on thermal stability in nanotwinned copper // Scientific Reports. 2016. V. 6.
11. Woldt E., Jensen D. J., Recrystallization kinetics in copper: Comparison between techniques // Metal. Mater. Trans. A. 1995. V. 26. № 7. P. 1717–1724.
12. Vandermeer R.A., Rath B.B. Modeling recrystallization kinetics in a deformed iron single crystal // Metall. Trans. A. 1989. V. 20A. P. 391.
13. Furu T., Nes E., 1992. In: Fuentes, Sevillano (Eds.), Recrystallization'92, p. 311. San Sebastian, Spain.
14. Колмогоров А.Н. К статистической теории кристаллизации металлов // Изв. АН СССР Сер. математика. 1937. № 1(3). С. 355–359.
15. Кондратьев Н.С., Трусов П.В. Механизмы образования зародышей рекристаллизации в металлах при термомеханической обработке // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического ун-та. Механика. 2016. № 4. С. 151–174.
16. Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В., Чувильдеев В.Н. Накопление дефектов на границах зерен и предельные характеристики структурной сверхпластичности // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 10. С. 108–115.
17. Pumphrey P.H., Gleiter H. The annealing of dislocations in high-angle grain boundaries // The Philosophical Magazine: A J. Theoretical Experimental and Applied Physics. 1974. V. 30. P. 593–602.
18. Varin R. A. Spreading of extrinsic grain boundary dislocations in austenitic steel // Phy. Stat. Sol. (a). 1979. V. 52. P. 347–356.
19. Чувильдеев В.Н. Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения. М.: Физматлит, 2004. 304 с.
20. Горелик С.С., Добаткин С.В., Капуткина Л.М. Рекристаллизация металлов и сплавов. М.: Из-во МИСиС, 2005. 431 с.
21. Хесснер Ф. Рекристаллизация металлических материалов. М.: Металлургия, 1982. 352 с.
22. Rollett A., Rohrer G., Humphreys J. Recrystallization and Related Annealing Phenomena. Elsevier, 2017. 734 p.
23. Смитлз К. Дж. Металлы. Справочник. М.: Металлургия, 1980. 445 с.