

07,01

# Влияние плотности дислокаций на динамический предел текучести облученных металлов с гигантской магнитострикцией

© В.В. Малашенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,  
Донецк, Россия

E-mail: malashenko@donfti.ru

Поступила в Редакцию 19 марта 2024 г.

В окончательной редакции 5 мая 2024 г.

Принята к публикации 27 июня 2024 г.

В рамках теории динамического взаимодействия дефектов проанализировано скольжение ансамбля краевых дислокаций в облученном ферромагнетике с гигантской магнитострикцией в условиях высокоэнергетических внешних воздействий. Получено аналитическое выражение зависимости динамического предела текучести облученного ферромагнетика от плотности дислокаций. Данная зависимость является немонотонной и может иметь минимум и максимум. Минимум имеет место при переходе от доминирования динамического торможения (drag) дислокации точечными дефектами к доминированию торможения другими дислокациями (тейлоровское упрочнение). Максимум имеет место при значении плотности дислокаций, при которой их вклад в формирование спектральной щели превышает вклад магнитоупругого взаимодействия с магнитной подсистемой.

**Ключевые слова:** дислокации, дефекты, гигантская магнитострикция, высокоскоростная пластическая деформация (high strain rate deformation), предел текучести.

DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58607.60

## 1. Введение

Материалы с гигантской магнитострикцией нашли широкое применение, в частности, в микроэлектромеханических системах (MEMS) [1,2]. При низких температурах гигантскую магнитострикцию имеют Tb, Dy, Ho, Er и ферриты-гранаты этих металлов (например, Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>). Их магнитострикция на два-три порядка выше, чем магнитострикция в сплавах и ферритах группы Fe [3]. При комнатных температурах гигантской магнитострикцией обладают ферритмагнитные соединения DyFe<sub>2</sub>, TbFe<sub>2</sub>, HoFe<sub>2</sub>, DyFe<sub>3</sub>. Гигантскую магнитострикцию имеет сплав на основе железа и кобальта [4].

Материалы, используемые в микросистемотехнике, объединяют в себе микроэлектронные и микромеханические элементы, поэтому механические свойства таких материалов имеют большое значение. При облучении таких материалов в них появляется большое количество радиационных дефектов (вакансии, междоузельные атомы, дислокационные петли), которые оказывают существенное влияние на их механические свойства [5–7]. Высокоэнергетические воздействия на эти материалы инициируют их высокоскоростную деформацию [8–13]. Формирование механических свойств в таких условиях имеет специфические особенности. Вклад дислокационных петель в величину динамического предела текучести облученных металлов и сплавов с гигантской магнитострикцией в условиях высокоскоростной деформации исследовался в работе [14]. В работе [15] анализировалось влияние гигантской магнитострикции на зависимость динамического предела текучести от кон-

центрации примесей. Зависимость динамического предела текучести облученных материалов от концентрации точечных радиационных дефектов в немагнитном кристалле исследована в работе [16]. Настоящая работа посвящена изучению зависимости динамического предела текучести облученных ферромагнетиков с гигантской магнитострикцией от плотности дислокаций при высокоскоростной деформации.

Эволюция дислокационного ансамбля может быть теоретически описана в рамках кинетических уравнений для плотности дислокаций [17–20]. Такой подход является весьма эффективным и позволил объяснить огромное количество экспериментальных результатов в области квазистатической деформации. При анализе высокоскоростной деформации ( $10^3$ – $10^9$  s<sup>-1</sup>) в ряде случаев оказывается полезной развитая нами теория динамического взаимодействия дефектов (ДВД) [21–26].

## 2. Анализ высокоскоростной деформации в рамках теории ДВД

Теория ДВД менее универсальна, чем система уравнений [17–20], но адекватно описывает механизм диссипации при высокоскоростном скольжении дислокаций и коллективные динамические эффекты. Теория ДВД качественно объясняет ряд экспериментальных зависимостей, полученных при исследовании высокоскоростной деформации металлов и сплавов. В частности, в рамках теории ДВД удалось объяснить линейную [27,28], корневую [28,29] и *N*-образную [24,28,30] зависимость

этого предела от концентрации легирующей примеси, немонотонную скоростную зависимость, имеющую максимум [25,31], немонотонную зависимость от плотности дислокаций, имеющую максимум [26,32] и минимум [21,33].

Теория ДВД является модифицированной теорией Гранато–Люкке. Каждая дислокация ансамбля рассматривается как упругая струна, обладающая эффективным натяжением и эффективной массой. Эти дислокации совершают надбарьерное скольжение в упругом поле структурных дефектов. Основным механизмом диссипации является возбуждение дислокационных колебаний в результате взаимодействия дислокации со структурными дефектами.

На эффективность этого механизма диссипации влияет вид колебательного спектра дислокации, в первую очередь наличие в нем щели. Наличие щели означает, что дислокация совершает колебания в потенциальной яме, которая перемещается по кристаллу вместе с дислокацией. Такая яма может возникнуть в результате взаимодействия движущейся дислокации с точечными дефектами, другими дислокациями ансамбля или магнитоупругого взаимодействия с магнитной подсистемой кристалла. При этом спектр колебаний дислокации, содержащий щель  $\Delta$ , имеет вид

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2. \quad (1)$$

Согласно теории ДВД, динамическое взаимодействие точечных дефектов с дислокацией может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений в зависимости от скорости дислокационного скольжения [23]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси  $\tau_{def} = R/\nu$ , где  $R$  — радиус дефекта, время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим  $\tau_{pr} = l/c$ . В области независимых столкновений  $\nu > \nu_0 = R\Delta_{def}$  выполняется неравенство  $\tau_{def} < \tau_{pr}$ , т.е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В этой области щель в спектре дислокационных колебаний не возникает. В области коллективного взаимодействия ( $\nu < \nu_0$ ), наоборот,  $\tau_{def} > \tau_{pr}$ , т.е. за время взаимодействия дислокации с точечным дефектом данный дислокационный элемент успевает „почувствовать“ влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы. В этой области в спектре дислокационных колебаний возникает щель, которая описывается следующим выражением [28]:

$$\Delta = \Delta_d = \frac{c}{b} (n_d \chi^2)^{1/4}. \quad (2)$$

Если же плотность дислокаций достигает больших значений, то именно их коллективное взаимодействие с каждой дислокацией вносит главный вклад в формирование щели в спектре этой дислокации. Для этого

дислокационная плотность должна достичь значений  $\rho > \rho_0$ , где

$$\rho_0 = \frac{\sqrt{n_d \chi^2}}{b^2}. \quad (3)$$

Здесь  $n_d$  — безразмерная концентрация атомов второго компонента,  $\chi$  — параметр их размерного несоответствия. Спектральная щель при этом описывается следующим выражением [21]:

$$\Delta = \Delta_{dis} = b \sqrt{\frac{\rho M}{m}} \sim c \sqrt{\rho}; \quad M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}, \quad (4)$$

где  $\gamma$  — коэффициент Пуассона,  $\mu$  — модуль сдвига.

В кристаллах с гигантской магнитоупругой основной вклад в формирование спектральной щели может вносить магнитоупругое взаимодействие дислокации с магнитной подсистемой кристалла [14,15]. Вклад магнитоупругого взаимодействия в формирование щели в спектре дислокационных колебаний, согласно [14], может быть описан следующим выражением:

$$\Delta_M^2 = \frac{B_M^2 b^2 \omega_M}{16\pi m c_s^2} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}. \quad (5)$$

Здесь  $B_M = \lambda M_0$ ,  $M_0$  — намагниченность насыщения,  $\lambda$  — константа магнитоупругого взаимодействия,  $\omega_M = g M_0$ ,  $g$  — феноменологическая константа, равная по порядку величины гиромангнитному отношению для электрона,  $\theta_c$  — температура Кюри,  $\varepsilon_0$  и  $c_s$  — параметры магнетонного спектра.

В ферромагнитном кристалле на движущуюся дислокацию действует сила магнетонного торможения, обусловленного магнитоупругим взаимодействием. Эта сила проанализирована в работах [34–36]. В работе [34] было показано, что наиболее существенной силой магнетонного торможения проявляется при температуре  $T < 100$  К. При такой температуре эта сила превышает силу фононного торможения. В качестве ферромагнетика с гигантской магнитоупругой мы рассматриваем гадолиний, у которого температура Кюри  $T_c = 29$  К. Этот металл сохраняет магнитное упорядочение даже при комнатной температуре, при которой мы можем пренебречь влиянием магнетонного торможения.

Сила динамического торможения дислокации структурными дефектами вычисляется во втором порядке теории возмущений, при этом поперечные колебания дислокации в плоскости скольжения считаются малыми и описываются функцией  $s_x(z, t)$ :

$$F = b \left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X} S_x \right\rangle = b \left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X} G \sigma_{xy} \right\rangle, \quad (6)$$

где  $G$  — функция Грина уравнения движения дислокации. Фурье-образ этой функции имеет вид

$$G(\omega, q) = \frac{1}{\omega^2 + i\beta\omega - c^2 q^2}; \quad \beta = \frac{B}{m}. \quad (7)$$

Символ  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по хаотическому распределению дефектов и по длине дислокации

$$\langle f(r_i) \rangle = \frac{1}{L} \int_L dz \int_V \prod_{i=1}^N f(r_i) \frac{dr_i}{V^N}, \quad (8)$$

где  $V$  — объем кристалла,  $N$  — число дефектов в кристалле,  $L$  — длина дислокации. При выполнении усреднения в соответствии со стандартной процедурой число дефектов  $N$  и объем кристалла  $V$  устремляются к бесконечности, при этом их отношение остается постоянным и равным средней концентрации дефектов.

В рамках теории ДВД выражение для вклада различных структурных дефектов в динамический предел текучести может быть представлено в следующем виде:

$$\tau = \frac{nb}{8\pi^2 m} \int d^3 q |q_x| \cdot |\sigma_{xy}^d(\mathbf{q})|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)), \quad (9)$$

где  $\omega(q_z)$  — спектр дислокационных колебаний,  $n$  — объемная концентрация структурных дефектов,  $\sigma_{xy}(\mathbf{q})$  — Фурье-образ соответствующей компоненты тензора напряжений, создаваемых дефектом.

В работе [37] было показано, что для вычисления предела текучести кристалла необходимо суммировать вклады различных структурных дефектов (в нашем случае точечных дефектов  $\tau_d$  и дислокационных петель  $\tau_L$ ) и тейлоровского упрочнения  $\tau_T$ :

$$\tau = \tau_d + \tau_L + \tau_T. \quad (10)$$

### 3. Постановка задачи, решение, анализ результатов

Рассмотрим надбарьерное скольжение бесконечных краевых дислокаций под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_{xy}^0$  в плоскостях параллельных  $XOZ$  с постоянной скоростью в облученном ферромагнитном кристалле с магнитной анизотропией типа „легкая ось“ (рис. 1). Ось легкого намагничения параллельна оси  $OY$ , направление намагниченности и магнитного поля совпадает с положительным направлением этой оси. Кристалл имеет гигантскую магнитострикцию и содержит точечные радиационные дефекты и призматические дислокационные петли. Плоскости этих петель параллельны плоскости скольжения дислокаций, их центры распределены случайным образом. Будем считать, что все дислокационные петли имеют радиус  $R$  и одинаковые векторы Бюргерса  $\mathbf{b}_0 = (0, b_0, 0)$  параллельные оси  $OY$ .

Линии дислокаций параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргерса параллельны оси  $OX$ . Положение дислокации определяется функцией

$$S_x(z, t) = s_x(z, t) + vt. \quad (11)$$

Здесь функция  $s_x(z, t)$  описывает колебания дислокации в плоскости скольжения. При усреднении по случайному

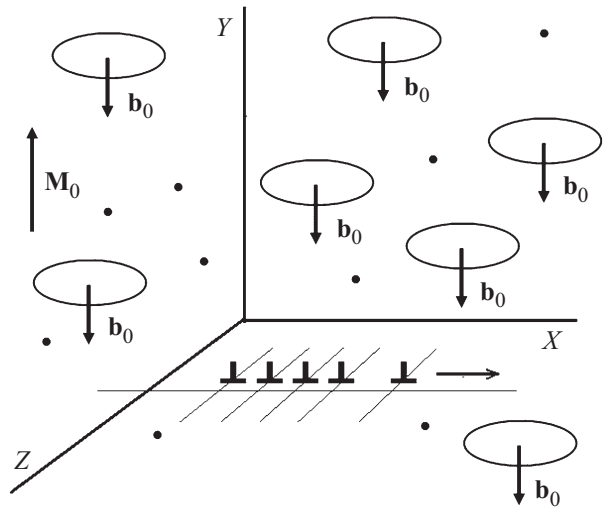


Рис. 1. Схема движения дислокаций в облученном ферромагнитнике.

распределению структурных дефектов и по длине дислокации ее значение равно нулю.

Уравнение движения дислокации имеет вид

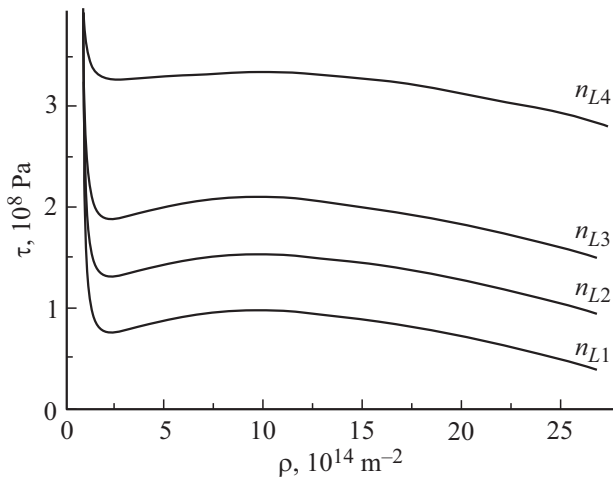
$$m \left\{ \frac{\partial^2 S_x}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 S_x}{\partial z^2} \right\} = b_x [\sigma_{xy}^0 + \sigma_{xy}^p + \sigma_{xy}^{dis} + \sigma_{xy}^L] - B \frac{\partial S_x}{\partial t}. \quad (12)$$

Здесь  $m$  — масса единицы длины дислокации,  $c$  — скорость звука в металле,  $b$  — модуль вектора Бюргерса дислокации,  $\sigma_{xy}^p$  — компонента тензора напряжений, создаваемых на линии движущейся дислокации точечными радиационными дефектами,  $\sigma_{xy}^{dis}$  — компонента тензора напряжений, создаваемых там же другими дислокациями, движущимися в своих плоскостях скольжения,  $\sigma_{xy}^L$  описывает напряжения, созданные призматическими дислокационными петлями,  $B$  — константа, характеризующая фонное торможение дислокации.

Основным механизмом диссипации является необратимый переход энергии внешних воздействий в энергию поперечных колебаний дислокации в плоскости скольжения. Действие такого механизма теоретически исследовалось авторами работы [38], которые проанализировали надбарьерное движение дислокации в поле точечных дефектов и показали, что амплитуда дислокационных колебаний может превосходить амплитуду тепловых колебаний на несколько порядков.

Вклад точечных радиационных дефектов вычисляем по формуле (9). Производя вычисления, учитываем вклады в формирование щели следующих взаимодействий: взаимодействие дислокации с точечными дефектами, другими дислокациями и магнитоупругой системой. Полученный результат имеет вид

$$\tau_d = \frac{K}{\rho(\rho + \rho_d + \rho_M)}. \quad (13)$$



**Рис. 2.** Зависимость динамического предела текучести облученного ферромагнетика с гигантской магнитострикцией от плотности дислокаций для разных значений концентрации дислокационных петель ( $n_{L4} > n_{L3} > n_{L2} > n_{L1}$ ).

Здесь введены обозначения

$$K = \frac{\mu n_d \chi^2 \dot{\epsilon}}{b^3 c}; \quad \rho_d = \frac{\chi \sqrt{n_d}}{b^2}; \quad \rho_M = \frac{\Delta_M^2}{c^2}. \quad (14)$$

Сила динамического торможения дислокации призматическими дислокационными петлями подробно анализировалась в работах [22,39,40]. При вычислении вклада дислокационных петель ограничимся областью скоростей, в которой динамическое торможение дислокаций этими петлями имеет характер сухого трения, т.е. не зависит от скорости скольжения дислокаций. В нашей задаче эта область определяется неравенством

$$\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_{cr} = \rho b^2 c \sqrt{\rho + \rho_d + \rho_M}. \quad (15)$$

Выполним численные оценки для гадолиния, обладающего гигантской магнитострикцией. Согласно результатам работ [14,15], для гадолиния  $\Delta_M = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ . Для значений  $b = 3.6 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ ,  $\rho = 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ,  $n_c = 10^{-4}$ ,  $\chi = 10^{-1}$ ,  $c = 3 \cdot 10^3 \text{ m/s}$  величина критической скорости  $\dot{\epsilon}_{cr} = 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

Выполняя необходимые вычисления, получим выражение для вклада дислокационных петель в следующем виде

$$\tau_L = \frac{D}{\sqrt{\rho + \rho_d + \rho_M}}; \quad D = \mu n_L b R. \quad (16)$$

Здесь  $n_L$  — объемная концентрация дислокационных петель.

Слагаемое  $\tau_T$  пропорционально квадратному корню из плотности дислокаций

$$\tau_T = \alpha \mu b \sqrt{\rho}. \quad (17)$$

Здесь  $\alpha$  — безразмерный коэффициент порядка единицы.

Подставляя полученные выражения в формулу (10), приходим к выводу, что зависимость динамического

предела текучести облученного ферромагнетика с гигантской магнитострикцией является немонотонной и может иметь минимум и максимум. График полученной зависимости представлен на рис. 2.

Данная зависимость имеет максимум при значениях дислокационной плотности

$$\rho_{\max} = \frac{B_M^2 b^2 \omega_M}{16 \pi c^2 m c_s^2} \ln \frac{\theta_c}{\epsilon_0}. \quad (18)$$

Положение минимума определяется выражением

$$\rho_{\min} = \left( \frac{n_d \chi^2 \dot{\epsilon} c}{\alpha b^4 \Delta_M^2} \right)^{2/3}. \quad (19)$$

Оба экстремума могут иметь место при  $n_L = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ,  $n_d = 10^{-4}$ ,  $\dot{\epsilon} = 10^7 \text{ s}^{-1}$  и изменении плотности дислокаций от  $10^{11} \text{ m}^{-2}$  до  $10^{16} \text{ m}^{-2}$ . При таких значениях получим  $\rho_{\min} = 10^{13} - 10^{14} \text{ m}^{-2}$ ,  $\rho_{\max} = 10^{15} \text{ m}^{-2}$ .

## 4. Заключение

Результат настоящей работы подтверждает выводы теории ДВД о возникновении экстремумов: минимум предела текучести наблюдается при смене доминирующего вклада дефектов разного типа в полное торможение дислокаций, максимум имеет место при смене доминирующего вклада в формирование спектральной щели.

В настоящей работе минимум появляется при переходе от доминирования динамического торможения дислокации точечными дефектами к доминированию торможения другими дислокациями (тейлоровское упрочнение). Положение максимума соответствует переходу от доминирующего вклада магнитоупругого взаимодействия в формирование щели к доминирующему вкладу коллективного взаимодействия дислокаций.

Немонотонная зависимость динамического предела текучести от плотности дислокаций с минимумом и максимумом может иметь место при высокоскоростном деформировании состаренных сплавов [41], однако в облученном ферромагнетике и конкретный вид этой зависимости, и положение экстремумов, и область применимости полученных результатов определяются магнитными характеристиками кристалла, прежде всего константой магнитострикции.

Полученные результаты могут быть полезными при анализе механических свойств облученных ферромагнитных кристаллов в условиях высокоскоростной деформации.

## Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Y. He, Y. Han, P. Stamenov, B. Kundys, J.M.D. Coey, C. Jiang, X. Huibin. *Nature* **556**, E5 (2018).
- [2] X. Li, X. Bao, Y. Xin, X. Gao. *Scr. Mater.* **147**, 64 (2018).
- [3] К.П. Белов, Г.И. Катаев, Р.З. Левитин. *УФН* **140**, 271 (1983).
- [4] D. Hunter, W. Osborn, K. Wang, N. Kazantseva, J. Hattrick-Simpers, R. Suchoski, R. Takahashi, M.L. Young, A. Mehta, L.A. Bendersky, S.E. Lofland, M. Wuttig, I. Takeuchi. *Nature Commun.* **2**, 1, (2011).
- [5] R.G. Abernethy, J.S.K.-L. Gibson, A. Giannattasio, J.D. Murphy, O. Wouters, S. Bradnam, L.W. Packer, M.R. Gilbert, M. Klimenkov, M. Rieth, H.-C. Schneider, C.D. Hardie, S.G. Roberts, D.E.J. Armstrong. *J. Nucl. Mater.* **527**, 151799 (2019).
- [6] M. Griffiths. *Materials* **14**, 10, 2622 (2021).
- [7] И.В. Альтовский. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **2**, 3 (2004).
- [8] A. Singla, A. Ray. *Phys. Rev. B* **105**, 064102 (2022).
- [9] H. Fan, Q. Wang, J.A. El-Awady. *Nature Commun.* **12**, 1845 (2021).
- [10] D. Batani. *Europhys. Lett.* **114**, 65001 (2016).
- [11] A.S. Savinykh, G.I. Kanel, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. *J. Appl. Phys.* **128**, 025902 (2020).
- [12] G.I. Kanel, A.S. Savinykh, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. *J. Appl. Phys.* **127**, 035901 (2020).
- [13] S.V. Razorenov. *Matter Rad. Extremes* **3**, 145 (2018).
- [14] В.В. Малашенко. *Письма в ЖТФ* **38**, 61 (2012).
- [15] В.В. Малашенко. *ФТТ* **63**, 2070 (2021).
- [16] В.В. Малашенко, Т.И. Малашенко. *ФТВД* **33**, 110 (2023).
- [17] Г.А. Малыгин. *УФН* **169**, 979 (1999).
- [18] Г.А. Малыгин, Б.И. Левандовский, Р.Б. Тимашов, В.М. Крымков, В.И. Николаев. *Письма в ЖТФ* **46**, 3 (2020).
- [19] Г.А. Малыгин, В.И. Николаев, В.М. Крымков, А.В. Солдатов. *Письма в ЖТФ* **46**, 7 (2020).
- [20] Г.А. Малыгин. *ЖТФ* **91**, 643 (2021).
- [21] В.В. Малашенко. *ФТТ* **64**, 1012 (2022).
- [22] V.V. Malashenko. *Physica B: Phys. Condens. Mater.* **404**, 3890 (2009).
- [23] В.Н. Варюхин, В.В. Малашенко. *Изв. РАН. Сер. физ.* **82**, 9, 37 (2018).
- [24] В.В. Малашенко. *ФТТ* **61**, 1845 (2019).
- [25] В.В. Малашенко. *ФТТ* **63**, 1391 (2021).
- [26] В.В. Малашенко. *ФТТ* **62**, 1683 (2020).
- [27] I. Charit, C.S. Seok, K.L. Murty. *J. Nucl. Mater.* **361**, 262 (2007).
- [28] В.В. Малашенко. *Письма в ЖТФ* **46**, 39 (2020).
- [29] J.R. Asay, G.R. Fowles, G.E. Durall, M.H. Miles, R.F. Tinder. *J. Appl. Phys.* **43**, 2132 (1972).
- [30] D.G. Morris, M.A. Munoz-Morris, L.M. Requejo. *Mater. Sci. Eng. A* **460**, 163 (2007).
- [31] J. Xing, L. Hou, H. Du, B. Liu, Y. Wei. *Materials* **12**, 3426 (2019).
- [32] J. Syarif, K. Nakashima, T. Tsuchiyama, S. Takaki. *Mater. Sci.* **91**, 790 (2005).
- [33] H. Fan, Q. Wang, J. A. El-Awady, D. Raabe, M. Zaiser. *Nature Commun.* **12**, 1845 (2021).
- [34] В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друинский. *ЖЭТФ* **72**, 218 (1977).
- [35] В.Г. Барьяхтар, В.В. Тарасенко. *ФТТ* **22**, 431 (1980).
- [36] В.В. Ганн, А.И. Жуков. *ФТТ* **20**, 409 (1978).
- [37] L.K. Aagesen, J. Miao, J.E. Allison, S. Aubry, A. Arsenlis. *Metallurg. Mater. Transact. A* **49A**, 1908 (2018).
- [38] Г.А. Левачева, Э.А. Манькин, П.П. Полуэктов. *ФТТ* **27**, (1985).
- [39] В.В. Малашенко. *ФТТ* **50**, 1788 (2008).
- [40] В.В. Малашенко. *ФТТ* **53**, 2204 (2011).
- [41] В.В. Малашенко. *ФТТ* **65**, 1375 (2023).

Редактор Т.Н. Василевская