

07,01

Особенности высокоскоростной деформации состаренных сплавов

© В.В. Малашенко^{1,2}

¹ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Россия

² Донецкий государственный университет, Донецк, Россия

E-mail: malashenko@donfti.ru

Поступила в Редакцию 27 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 9 июня 2023 г.

Принята к публикации 20 июня 2023 г.

Теоретически проанализировано скольжение ансамбля краевых дислокаций при высокоскоростной деформации (high strain rate deformation) состаренного бинарного сплава. Получено аналитическое выражение зависимости динамического предела текучести от плотности дислокаций. Получены условия, при которых эта зависимость является немонотонной и имеет минимум и максимум. Минимум имеет место при переходе от доминирования динамического торможения (drag) дислокации точечными дефектами к доминированию торможения другими дислокациями (тейлоровское упрочнение). Положение максимума соответствует значению плотности дислокаций, при которой их вклад в формирование спектральной щели становится доминирующим.

Ключевые слова: дислокации, дефекты, высокоскоростная пластическая деформация, предел текучести.

DOI: 10.21883/FTT.2023.08.56156.70

1. Введение

Металлические сплавы широко используются в различных отраслях промышленности, поэтому изучение и улучшение их механических свойств является весьма важной задачей [1,2]. Существенное влияние на формирование этих свойств оказывает плотность дислокаций. В случае квазистатической деформации зависимость механических свойств сплавов от плотности дислокаций определяется соотношением Тейлора [3]. Это соотношение является довольно универсальным и подтверждается многочисленными экспериментальными работами [4–10]. Однако в случае высокоскоростной деформации состаренных бинарных сплавов эта зависимость является более сложной. Высокоскоростная деформация реализуется как на стадии обработки сплавов и изготовления изделий, так и в процессе их эксплуатации [11–16]. При этом скорость пластической деформации может достигать $10^3–10^9 \text{ s}^{-1}$, а дислокации перемещаются со скоростями от десятков до сотен и даже тысяч метров в секунду.

Теоретическое описание эволюции дислокационного ансамбля в деформируемом кристалле весьма успешно реализовано в работах [17–21]. В этих работах сформулированы кинетические уравнения для плотности дислокаций, включающие в себя процессы генерации дислокаций из источников, иммобилизации, размножения, аннигиляции и диффузии дислокаций. Этот подход является весьма универсальным и эффективным и позволил получить прекрасное согласие с многочисленными экспериментальными данными, в частности, в области квазистатической деформации. В обла-

сти высокоскоростной деформации при анализе ряда важных случаев может быть полезной развитая нами теория динамического взаимодействия структурных дефектов (ДВД) [22–27]. Фактически это модифицированная струнная модель Гранато–Люкке. Она не является такой же универсальной, как система уравнений [17–21] и не позволяет учесть все особенности пластической деформации. В частности, она не учитывает процессы аннигиляции и зарождения дислокаций и предполагает, что плотность дислокаций остается постоянной. Но эта теория правильно описывает механизм диссипации при надбарьерном движении дислокаций и эффекты коллективного взаимодействия структурных дефектов в динамической области. Это обстоятельство позволило качественно объяснить ряд экспериментальных зависимостей, в частности, зависимости динамического предела текучести сплава от концентрации второго компонента, плотности дислокаций, скорости пластической деформации. В частности, была объяснена линейная [28,29], корневая [30,29] и N -образная [31,29,25] зависимость этого предела от концентрации легирующей примеси, немонотонная скоростная зависимость, имеющая максимум [32,26], немонотонная зависимость от плотности дислокаций, имеющая максимум [33,34] и минимум [27,35]. В настоящей работе получены условия, при которых зависимость динамического предела текучести от плотности дислокаций может иметь и минимум, и максимум.

Проанализируем высокоскоростную деформацию состаренного двухкомпонентного сплава, содержащего зоны Гинье–Престона. Эти зоны появляются в сплавах на первой стадии старения и играют весьма важную

роль в формировании их механических свойств [36–39]. Пусть бесконечные краевые дислокации под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 движутся в плоскостях параллельных XOZ с постоянной скоростью v в кристалле, содержащем атомы второго компонента и зоны Гинье–Престона. Линии дислокаций параллельны оси OZ . Положение k -ой дислокации определяется функцией

$$W_k(z, t) = vt + w_k(z, t). \quad (1)$$

Здесь $w_k(x, t)$ — случайная величина, описывающая поперечные колебания дислокации, которые возникают при ее взаимодействии с хаотически распределенными дефектами структуры. Среднее значение этой величины по длине дислокации и по хаотическому распределению дефектов равно нулю.

Скольжение дислокации описывается следующим уравнением

$$m \left\{ \frac{\partial^2 W_k}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 W_k}{\partial z^2} \right\} = b [\sigma_0 + \sigma_{xy}^p + \sigma_{xy}^{dis} + \sigma_{xy}^G] - B \frac{\partial W_k}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь m — масса единицы длины дислокации, B — константа демпфирования, обусловленная фоновыми, магнронными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, σ_{xy}^p , σ_{xy}^{dis} , σ_{xy}^G — компоненты тензора напряжений, создаваемых на линии k -й дислокации соответственно точечными дефектами (атомы второго компонента), другими дислокациями и зонами Гинье–Престона.

Плоскости зон Гинье–Престона параллельны плоскости скольжения дислокаций, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Будем считать, что все зоны имеют радиус R , одинаковую толщину равную диаметру атома второго компонента, одинаковые векторы Бюргера $\mathbf{b}_0 = (0, -b_0, 0)$ параллельные оси OY .

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. Эффективность действия такого механизма была подтверждена авторами работы [40], которые теоретически исследовали надбарьерное движение дислокации и доказали, что в результате взаимодействия с точечными дефектами она испытывает сильное возбуждение собственных колебаний. Авторы этой работы учли случайный характер передачи движущейся дислокации импульса отдельными примесными атомами и вычислили корреляционную функцию $G(\tau) = \langle w(z, t)w(z, t + \tau) \rangle$, где функция $w(z, t)$ описывает смещение единичного участка дислокации при ее колебаниях в процессе скольжения

по кристаллу. Эта корреляционная функция определяется экспериментально через пропорциональную ей корреляционную функцию неупругого рассеяния света $\langle E(t)E(t + \tau) \rangle$, которая может быть измерена с помощью спектроскопии оптического смещения [41]. Данный экспериментальный метод позволяет измерить флуктуации поля через флуктуации тока за времена, меньшие характерного периода колебаний дислокации. Согласно оценкам авторов работы [40], амплитуда колебаний дислокации может на несколько порядков превзойти амплитуду тепловых колебаний. Возбуждение собственных колебаний происходит тем эффективней, чем больше точечные дефекты искажают кристалл, то есть амплитуда колебаний возрастает с увеличением параметра несоответствия.

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 коллективного взаимодействия точечных дефектов или других дислокаций с движущейся дислокацией. При этом спектр колебаний дислокации, содержащий щель Δ , имеет вид

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2. \quad (3)$$

Опишем более подробно коллективное взаимодействие точечных дефектов с дислокацией. Согласно теории ДВД, динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от скорости дислокационного скольжения может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [23]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси $\tau_{def} = R/v$, 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 $v > v_0 = R\Delta_{def}$ 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 ($v < v_0$), 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 [29]

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

В случае высокой плотности дислокаций именно их коллективное взаимодействие с каждой дислокацией вносит главный вклад в формирование щели в спектре

этой дислокации. Это имеет место при значениях плотности $\rho > \rho_0$, где

$$\rho_0 = \frac{\sqrt{n_d \chi^2}}{b^2}. \quad (5)$$

Здесь n_d — безразмерная концентрация атомов второго компонента, χ — параметр их размерного несоответствия. Спектральная щель при этом описывается следующим выражением [24]:

$$\Delta = \Delta_{dis} = b \sqrt{\frac{\rho M}{m}} \approx c \sqrt{\rho}; \quad M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}, \quad (6)$$

где γ — коэффициент Пуассона, μ — модуль сдвига.

Силу динамического торможения движущейся краевой дислокации точечными дефектами, согласно ДВД, будем вычислять во втором порядке теории возмущений, считая малыми поперечные колебания дислокации в плоскости скольжения, которые описываются функцией $w(z, t)$:

$$F = b \left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X} w \right\rangle = b \left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X} G \sigma_{xy} \right\rangle, \quad (7)$$

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

$$G(\omega, q) = \frac{1}{\omega^2 + i\beta\omega - c^2 q^2}; \quad \beta = \frac{B}{m}. \quad (8)$$

В рамках теории ДВД мы можем записать выражение для вклада различных структурных дефектов в динамический предел текучести 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.

Теория ДВД является в некотором смысле аналогом теории среднего поля. Каждая дислокация скользит по кристаллу, совершая колебания в потенциальной яме, перемещающейся вместе с ней и создаваемой коллективным воздействием других дефектов — некоторым средним полем.

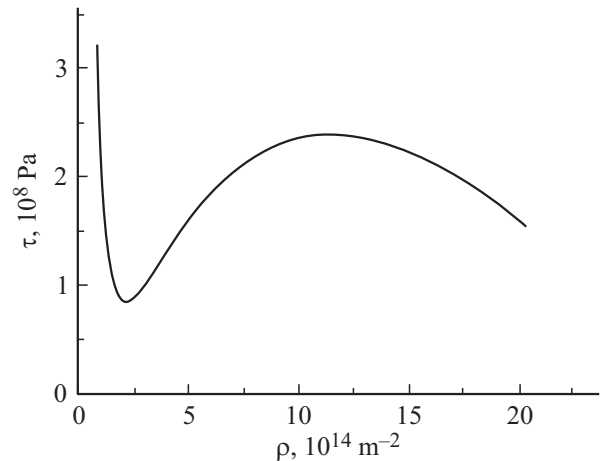
Динамический предел текучести бинарного сплава равен сумме вкладов тейлоровского упрочнения τ_T , вклада зон Гинье–Престона τ_G и атомов второго компонента τ_d

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

Слагаемое τ_T пропорционально квадратному корню из плотности дислокаций

$$\tau_T = \alpha \mu b \sqrt{\rho}. \quad (11)$$

где α — безразмерный коэффициент порядка единицы.



Зависимость динамического предела текучести бинарного сплава от плотности дислокаций.

Далее рассмотрим область скоростей деформации, ограниченную неравенством

$$\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_{cr} = \rho b^2 c \sqrt{\rho + \rho_0}. \quad (12)$$

В этой области сила динамического торможения дислокации зонами Гинье–Престона не зависит от скорости дислокационного движения. Соответственно, τ_G не зависит от скорости пластической деформации. Выполним численные оценки. Для значений $\rho = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $b = 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $n_d = 10^{-4}$, $\chi = 10^{-1}$, $c = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ получим величину критической скорости $\dot{\epsilon}_{cr} = 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Воспользовавшись результатами работ [22–27], получим выражение для вклада зон Гинье–Престона в следующем виде

$$\tau_G = \frac{D}{\sqrt{\rho + \rho_0}}; \quad D = \mu n_G b R. \quad (13)$$

Здесь n_G — объемная концентрация зон Гинье–Престона.

Вклад атомов второго компонента может быть описан следующим выражением

$$\tau_d = \frac{K}{\rho(\rho + \rho_0)}; \quad K = \frac{\mu n_d \chi^2 \dot{\epsilon}}{b^3 c}. \quad (14)$$

Анализ выражения (10) показывает, что зависимость динамического предела текучести является немонотонной и имеет минимум и максимум. График этой зависимости представлен на рисунке.

Максимум этой зависимости наблюдается при значениях плотности порядка ρ_0 , положение минимума определяется выражением

$$\rho_{\min} = \left(\frac{2\dot{\epsilon}\rho_0}{\alpha c} \right)^{2/3}. \quad (15)$$

В исследуемом нами интервале скоростей деформации получим $\rho_0 = 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $\rho_{\min} = 10^{13} - 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Полученный результат согласуется с выводом теории ДВД:

минимум предела текучести наблюдается при смене доминирующего вклада дефектов в полное торможение дислокаций, максимум имеет место при смене доминирующего вклада в формирование спектральной щели. В нашем случае минимум имеет место при переходе от доминирования динамического торможения дислокации точечными дефектами к доминированию торможения другими дислокациями (тейлоровское упрочнение). Положение максимума соответствует значению плотности дислокаций, при которой доминирующий вклад точечных дефектов в формирование щели сменяется доминирующим вкладом дислокаций.

Оба экстремума могут наблюдаться при высоком значении объемной концентрации зон Гинье–Престона $n_G = 10^{23} - 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и изменении плотности дислокаций от 10^{11} м^{-2} до 10^{16} м^{-2} . При этом $n_d = 10^{-4}$, $\dot{\epsilon} = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\rho_0 = 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $\rho_{\min} = 10^{13} - 10^{14} \text{ м}^{-2}$.

Полученные результаты могут быть полезными при анализе механических свойств состаренных сплавов в условиях высокоэнергетических внешних воздействий.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.N. Mayer, A.E. Mayer. *J. Appl. Phys.* **120**, 075901 (2016).
- [2] М.А. Васильев, С.М. Волошко, Л.Ф. Яценко. *Успехи физики металлов* **13**, 303 (2012).
- [3] Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [4] K.M. Davoudi, J.J. Vlassak. *J. Appl. Phys.* **123**, 085302 (2018).
- [5] K.M. Davoudi. *Phil. Mag.* **101**, 533 (2021).
- [6] C.H. Cáceres, P. Lukáč. *Phil. Mag.* **88**, 977 (2008).
- [7] T.C. Kennedy, T. Puttapitukporn, M.E. Kassner. *Acta Mechanica*. **165**, 73 (2003).
- [8] M.E. Kassner. *Acta Mater.* **52**, 1 (2004).
- [9] M.T. Pérez-Prado, A.A. Gimazov, O.A. Ruano, M.E. Kassner, A.P. Zhilyaev. *Scripta Mater.* **58**, 219 (2008).
- [10] L. Jiang, M.T. Pérez-Prado, P.A. Gruber, E. Arzt, O.A. Ruano, M.E. Kassner. *Acta Mater.* **56**, 1228 (2008).
- [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] G.V. Garkushin, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, F.S. Savinykh. *Mechan. Solids* **52**, 4, 407 (2017).
- [14] D. Batani. *Europhys. Lett.* **114**, 65001(1–7) (2016).
- [15] С.А. Атрошенко, А.Ю. Григорьев, Г.Г. Савенков. *ФТТ* **61**, 1738 (2019).
- [16] S.V. Razorenov. *Matter Rad. Exp.* **3**, 145 (2018).
- [17] Г.А. Малыгин. *УФН* **169**, 979 (1999).
- [18] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **37**, 3 (1995).
- [19] Г.А. Малыгин, Б.И. Левандовский, Р.Б. Тимашов, В.М. Крымов, В.И. Николаев. *Письма в ЖТФ* **46**, 3 (2020).
- [20] Г.А. Малыгин, В.И. Николаев, В.М. Крымов, А.В. Солда-тов. *Письма в ЖТФ* **46**, 7 (2020).
- [21] Г.А. Малыгин. *ЖТФ* **91**, 643 (2021).
- [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, Т.И. Малашенко. *ФТВД* **4**, 75 (2022).
- [25] В.В. Малашенко. *ФТТ* **61**, 1845 (2019).
- [26] В.В. Малашенко. *ФТТ* **63**, 1391 (2021).
- [27] В.В. Малашенко. *ФТТ* **64**, 1012 (2022).
- [28] I. Charit, C.S. Seok, K.L. Murty. *J. Nucl. Mater.* **361**, 262 (2007).
- [29] В.В. Малашенко. *Письма в ЖТФ* **46**, 39 (2020).
- [30] J.R. Asay, G.R. Fowles, G.E. Durall, M.H. Miles, R.F. Tinder. *J. Appl. Phys.* **43**, 2132 (1972).
- [31] D.G. Morris, M.A. Munoz-Morris, L.M. Requejo. *Mater.Sci. Eng. A* **460**, 163 (2007).
- [32] J. Xing, L. Hou, H. Du, B. Liu, Y. Wei. *Materials* **12**, 3426 (2019).
- [33] В.В. Малашенко. *ФТТ* **62**, 1683 (2020).
- [34] J. Syarif, K. Nakashima, T. Tsuchiyama, S. Takaki. *Mater. Sci.* **91**, 790 (2005).
- [35] H. Fan, Q. Wang, J.A. El-Awady, D. Raabe, M. Zaiser. *Nature Commun.* **12**, 1845 (2021).
- [36] W. Verestek, A.-P. Prskalo, M. Hummel, P. Binkele, S. Schmauder. *Phys. Mesomech.* **20**, 291 (2017).
- [37] A.Yu. Stroeov, O.I. Gorbatov, Yu.N. Gornostyrev, P.A. Korzhavyi. *Phys. Rev. Mater.* **2**, 033603 (2018).
- [38] А.Ю. Куksин, А.В. Янилкин. *МТТ* **1**, 54 (2015).
- [39] A.V. Yanilkin, V.S. Krasnikov, A.Yu. Kuksin, A.E. Mayer. *Int. J. Plasticity* **55**, 94 (2014).
- [40] Г.А. Левачева, Э.А. Маныкин, П.П. Полуэктоv. *ФТТ* **27**, (1985).
- [41] Д. Камминз, Э. Пайк. *Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов*. Мир, М. (1978). 584 с.

Редактор Т.Н. Василевская