Физика твердого тела, 2021, том 63, вып. 9

07,01

Немонотонная скоростная зависимость динамического предела текучести сплавов в условиях высокоскоростной деформации

© *В.В. Малашенко*

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,
Донецк, Украина
Донецкий национальный университет,
Донецк, Украина
E-mail: malashenko@fti.dn.ua

Поступила в Редакцию 5 апреля 2021 г.
В окончательной редакции 27 апреля 2021 г.
Принята к публикации 27 апреля 2021 г.

Теоретически исследовано скольжение краевых дислокаций в состаренном бинарном сплаве в условиях высокоскоростной деформации (high strain rate deformation). Получено аналитическое выражение для скоростной зависимости динамического предела текучести. Получены условия, при которых график скоростной зависимости может иметь два максимума и два минимума. Существование двух максимумов связано с наличием двух типов дефектов, значительно отличающихся своими размерами (атомы второго компонента и зоны Гинье–Престона). Минимумы имеют место при переходе от доминирования динамического торможения (drag) одним типом дефектов к доминированию дефектов другого типа. Максимумы возникают при изменении характера торможения доминирующими дефектами.

Ключевые слова: дислокации, высокоскоростная деформация, дефекты, зоны Гинье–Престона.

DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51273.075

Высокоскоростная деформация, т.е. деформация со скоростями $10^3-10^9\,\mathrm{s}^{-1}$, имеет место как на стадии изготовления различных деталей (ковка, штамповка, резка, высокоскоростная обработка), так и в процессе их эксплуатации (ударные нагрузки, сварка взрывом, воздействие лазерных импульсов и корпускулярных потоков, пробивание оболочек) [1–9]. Процесс высокоскоростной деформации существенно отличается от квазистатической деформации, поскольку при высокоэнергетических воздействиях дислокации совершают надбарьерное скольжение. В этом случае механизм диссипации дислокационной энергии заключается в необратимом переходе кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения, которые возникают при взаимодействии дислокаций с другими дефектами структуры. Такой механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний, прежде всего к наличию спектральной щели. Высокоскоростная деформация обычно анализируется с помощью метода молекулярной динамики, который визуализирует многие особенности динамического взаимодействия движущихся дислокаций с другими дефектами структуры, однако не позволяет получать аналитические зависимости механических свойств функциональных материалов от их упругих модулей и характеристик содержащихся в них дефектов. Для широкого круга задач дислокационной динамики такие зависимости можно получить в рамках развитой нами теории динамического взаимодействия структурных дефектов. Особый интерес представляет высокоскоростная деформация материалов, содержащих два типа структурных дефектов, существенно отличающихся своими размерами (например, зоны Гинье–Престона и атомы примеси). На возможность существования нескольких экстремумов на графике скоростной зависимости силы динамического торможения в таких материалах указывали авторы [10,11]. Целью настоящей работы является получение аналитического выражения скоростной зависимости динамического предела текучести состаренного бинарного сплава в условиях высокоскоростной деформации.

Поставленную задачу будем решать в рамках теории динамического взаимодействия структурных дефектов [11–15]. Пусть ансамбль бесконечных краевых дислокаций совершает надбарьерное скольжение под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v в кристалле, содержащем зоны Гинье–Престона и атомы второго компонента (рис. 1). Линии дислокаций параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ одинаковы и параллельны оси OX. Плоскость скольжения дислокаций совпадает с плоскостью XOZ. Положение k-ой дислокации определяется функцией

$$X_k(y = 0, z, t) = vt + w_k(y = 0, z, t). \qquad (1)$$

Здесь $w_k(y = 0, z, t)$ случайная величина, описывающая изгибные колебания дислокации, возбужденные ее взаимодействием с хаотически распределенными дефектами. Среднее значение этой величины по длине дислокации и по хаотическому распределению дефектов равно нулю.

Плоскости зон Гинье–Престона параллельны плоскости скольжения дислокаций, а их центры распределены

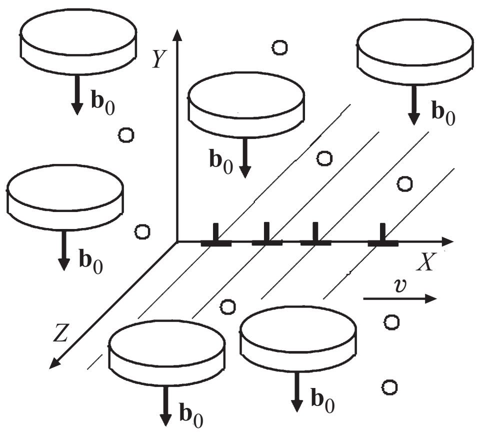

Рис. 1. Скольжение ансамбля краевых дислокаций в состаренном бинарном сплаве, содержащем зоны Гинье–Престона.

в кристалле случайным образом. Для простоты все зоны будем считать одинаковыми, то есть имеющими одинаковые радиусы R, одинаковую толщину равную диаметру атома второго компонента и одинаковые векторы Бюргерса $\mathbf{b}_0 = (0, -b, 0)$ параллельные оси OY.

Динамический предел текучести сплава найдем как сумму вкладов силы динамического торможения дислокаций зонами Гинье–Престона τ_g, атомами второго компонента τ_d, фононного торможения τ_f и дислокационного торможения, определяемого соотношением Тейлора

$$\tau_T = \alpha\mu b\sqrt{\rho} = T, \quad (2)$$

где μ — модуль сдвига, ρ — плотность дислокаций, α — безразмерный коэффициент порядка единицы.

Для вычисления вклада зон Гинье–Престона воспользуемся результатами теории динамического взаимодействия структурных дефектов

$$\tau_G = \frac{n_G b^2}{4\pi^2 mcv} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \cdot \int_{\frac{\Delta}{v}}^{\infty} dq_x q_x \frac{\left|\sigma_{xy}^G(q_x, q_y, 0)\right|^2}{\sqrt{q_x^2 - \frac{\Delta^2}{v^2}}}. \quad (3)$$

Здесь n_G — объемная концентрация зон Гинье–Престона, σ_{xy}^G — Фурье-образ компоненты тензора упругих напряжений, создаваемых этими зонами, m — масса единицы длины дислокации, Δ — щель в спектре дислокационных колебаний

$$\omega(q_z) = \sqrt{c^2 q_z^2 + \Delta^2}, \quad (4)$$

где c — скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн.

Спектральная щель может быть создана коллективным взаимодействием с дислокацией атомов примеси или других дислокаций ансамбля и описывается выражением

$$\Delta = \frac{c}{b}\sqrt{\rho b^2 + \sqrt{n_d \chi^2}}. \quad (5)$$

Здесь n_d — безразмерная концентрация атомов второго компонента, χ — параметр их несоответствия.

Вклад зон Гинье–Престона и атомов второго компонента ранее вычислялся в работе [13], однако выражение для них было получено только в области скоростей деформации

$$\dot{\varepsilon} < \rho bc\sqrt{\rho b^2 + \sqrt{n_d \chi^2}} = \rho b^2 \Delta. \quad (6)$$

При таких скоростях динамическое торможение дислокации зонами Гинье–Престона имеет характер сухого трения, т. е. не зависит от скорости, а торможение точечными дефектами характеризуется коллективным взаимодействием. В рассматриваемом нами случае необходимо получить выражение для τ_G и τ_d во всей динамической области скоростей. Выполняя необходимые вычисления, получим

$$\tau_d = \beta\frac{\dot{\varepsilon}}{1 + (\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_d)^2}; \quad \beta = \frac{B_d}{\rho b^2}; \quad B_d = \frac{\pi\mu^2 b n_d \chi^2}{3mc\Delta^2}. \quad (7)$$

Здесь B_d — константа динамического торможения дислокации атомами второго компонента.

Выражение для вклада зон Гинье–Престона, справедливое для всей области высокоскоростной деформации, имеет вид

$$\tau_G = \frac{\eta}{1 + \dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_G}; \quad \eta = \mu n_G b_0^2 R\,\frac{c}{v_d}; \quad (8)$$

$$v_d = b\Delta; \quad \dot{\varepsilon}_G = \rho Rb\Delta. \quad (9)$$

Вклад фононного торможения τ_f описывается выражением

$$\tau_f = f\dot{\varepsilon}; \quad f = \frac{B}{\rho bc}. \quad (10)$$

Здесь B — константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными или электронными механизмами диссипации.

Таким образом, зависимость динамического предела текучести от скорости пластической деформации примет следующий вид

$$\tau = \beta\frac{\dot{\varepsilon}}{1 + (\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_d)^2} + \frac{\eta}{1 + \dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_G} + f\dot{\varepsilon} + T. \quad (11)$$

Анализ полученного выражения показывает, что график этой зависимости может иметь два минимума и два максимума при выполнении условий

$$1 > \frac{B}{B_d} > \left(\frac{b}{R}\right)^2. \quad (12)$$

Первый максимум полученной зависимости соответствует максимальному значению силы торможения дислокации атомами второго компонента. Он имеет место при скорости дислокации $v_d = b\Delta$. Именно в этой точке происходит переход от коллективного взаимодействия точечных дефектов с дислокацией $(v < v_d)$ к независимым столкновениям с ней $(v > v_d)$. При такой скорости

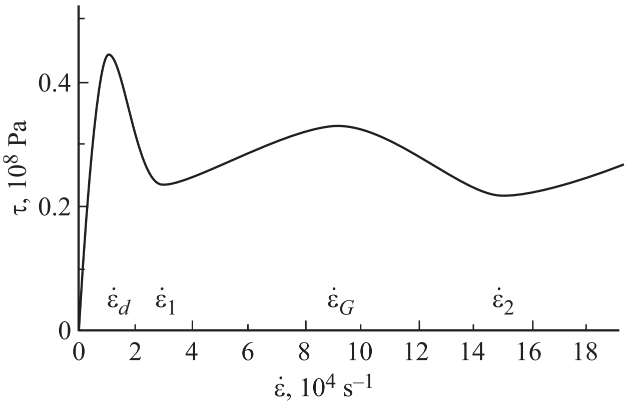

Рис. 2. Зависимость динамического предела текучести состаренного сплава от скорости пластической деформации.

движения дислокаций скорость пластической деформации равна

$$\dot{\varepsilon}_d = \rho b v_d = \rho b^2 \Delta. \tag{13}$$

Второй максимум имеет место при дислокационной скорости $v_G = R\Delta$. В этой точке сила торможения дислокации зонами Гинье−Престона максимальна и вносит главный вклад в дислокационное торможение. Характер торможения дислокации этими зонами меняется при $v = v_G$. При $v < v_G$ это торможение имеет характер сухого трения, т. е. не зависит от скорости. При $v > v_G$ сила торможения начинает убывать с ростом скорости. Соответствующая скорость пластической деформации равна

$$\dot{\varepsilon}_G = \rho b v_G = \rho R b \Delta. \tag{14}$$

Нетрудно убедиться, что положения максимумов связаны между собой следующими соотношениями

$$v_G = \frac{R}{b}\, v_d; \quad \dot{\varepsilon}_G = \frac{R}{b}\, \dot{\varepsilon}_d. \tag{15}$$

Первый минимум скоростной зависимости находится в точке $v_1 = v_d\sqrt{B_d/B}$. В этой точке происходит переход от доминирования торможения дислокации точечными дефектами ($v < v_1$) к доминированию торможения фононами и зонами Гинье−Престона ($v > v_1$).

Положение второго минимума определяется скоростью v_2

$$v_2 = \sqrt{\frac{\lambda_G + B_d v_d^2}{B}}; \quad \lambda_G = \mu\, \frac{n_G b_0^2 R^2 c}{(1-\gamma)^2}, \tag{16}$$

где γ — коэффициент Пуассона.

Эта скорость определяет переход от доминирования торможения зонами Гинье−Престона ($v < v_2$) к преобладанию фононного торможения ($v > v_2$). Скорости пластической деформации, соответствующие найденным минимумам, равны $\dot{\varepsilon}_1 = \rho b v_1$, $\dot{\varepsilon}_2 = \rho b v_2$.

Полученная зависимость схематически представлена на рис. 2. Выполним численные оценки. Для значений $R = 4 \cdot 10^{-9}$ m, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ m, $\chi = 3 \cdot 10^{-2}$, $c = 3 \cdot 10^3$ m/s, $\mu = 5 \cdot 10^{10}$ Pa, $m = 10^{-16}$ kg/m, $\rho = 10^{12}$ m^{-2}, $n_d = 10^{-4}$ получим $\Delta = 10^{11}$ s^{-1}, $B_d = 10^{-4}$ Pa · s. Условие (12) будет выполняться для значения константы фононного торможения $B = 10^{-5}$ Pa · s. Значения дислокационных скоростей, определяющих положение экстремумов исследуемой функции, равны: $v_d = 30$ m/s, $v_1 = 90$ m/s, $v_G = 300$ m/s, $v_2 = 500$ m/s. Оценим соответствующие им скорости пластической деформации: $\dot{\varepsilon}_d = 9 \cdot 10^3$ s^{-1}, $\dot{\varepsilon}_1 = 3 \cdot 10^4$ s^{-1}, $\dot{\varepsilon}_G = 9 \cdot 10^4$ s^{-1}, $\dot{\varepsilon}_2 = 2 \cdot 10^5$ s^{-1}.

Полученная нами функция при $\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_d$ характеризуется линейной скоростной зависимостью. Линейная зависимость предела текучести наблюдалась в экспериментальных работах [16,17]. Авторы экспериментальной работы [18] наблюдали немонотонную скоростную зависимость, имеющую максимум. Для наблюдения двух максимумов необходим целенаправленный эксперимент с обязательным выполнением условия (12).

Таким образом, наличие структурных дефектов, существенно отличающихся своими размерами, приводит к возникновению немонотонной скоростной зависимости предела текучести, имеющей несколько экстремумов.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, G.V. Garkushin, A.V. Pavlenko, S.N. Malyugina. Phys.Solid State **58**, *6*, 1191(2016).
[2] Г.И. Канель, Е.Б. Зарецкий, С.В. Разоренов, С.И. Ашитков, В.Е. Фортов. УФН **5**, 525 (2017).
[3] P.N. Mayer, A.E. Mayer. J. Appl. Phys. **120**, 075901 (2016).
[4] G.I. Kanel, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. Tech. Phys. **61**, *8*, 1229 (2016).
[5] J. Lee, D. Veysset, J. Singer, M. Retsch, G. Saini, T. Pezeril, K. Nelson, E. Thomas. Nature Commun. **3**, 1164 (2012).
[6] S.V. Razorenov. Matter Rad. Extremes **3**, 145 (2018).
[7] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, G.V. Garkushin. J. Appl. Phys. **119**, 185903 (2016).
[8] A.S. Savinykh, G.I. Kanel, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys. **128**, 025902 (2020).
[9] С.А. Атрошенко, А.Ю. Григорьев, Г.Г. Савенков. ФТТ **61**, 1738 (2019).
[10] А.М. Косевич. Дислокации в теории упругости. Наук. думка, Киев (1978). 220 с.
[11] V.V. Malashenko. Physica B **404**, 3890 (2009).
[12] В.Н. Варюхин, В.В. Малашенко. Изв. РАН. Серия физ. **82**, *9*, 37 (2018).
[13] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **46**, *18*, 39 (2020).
[14] В.В. Малашенко. ФТТ **61**, *10*, 1845 (2019).
[15] В.В. Малашенко. ФТТ **62**, *10*, 1683(2020).
[16] W. Ronald, Armstrong, Werner Arnold, Frank J. Zerilli. J. Appl. Phys. **105**, 023511 (2009).
[17] J.D. Campbell, W.G. Ferguson. Philosophical Magazine **21**, *169*, 63 (1970).
[18] J. Xing, L. Hou, H. Du, B. Liu, Y. Wei. Materials **12**, 3426 (2019).

Редактор Т.Н. Василевская