07,01

Влияние параметра несоответствия точечных дефектов на динамический предел текучести металлов и сплавов

© В.В. Малашенко

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

E-mail: malashenko@donfti.ru

Поступила в Редакцию 23 сентября 2024 г.
В окончательной редакции 30 октября 2024 г.
Принята к публикации 1 ноября 2024 г.

Выполнен теоретический анализ движения ансамбля краевых дислокаций при высокоскоростной деформации металлов и сплавов с высокой концентрацией точечных дефектов. Получено аналитическое выражение зависимости динамического предела текучести от параметра несоответствия точечных дефектов для различных случаев высокоскоростного деформирования. Выполнен качественный анализ полученных результатов в рамках теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД). Произведены численные оценки области применимости полученных результатов.

Ключевые слова: дислокации, точечные дефекты, высокоскоростная пластическая деформация.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59336.246

1. Введение

Высокоскоростная деформация металлов и сплавов реализуется в условиях высокоэнергетических внешних воздействий как на стадии обработки функциональных материалов, так и в условиях их эксплуатации [1–9]. Она весьма существенно отличается от квазистатической деформации. Благодаря мощным внешним воздействиям кинетическая энергия дислокации превышает энергию ее взаимодействия со структурными дефектами кристалла. Дислокация совершает надбарьерное скольжение, преодолевая дефекты кристалла без помощи тепловых флуктуаций. В динамической области кардинально изменяется механизм диссипации энергии и значительно возрастает роль коллективных динамических эффектов. В результате зависимость силы динамического торможения дислокаций от характеристик структурных дефектов значительно усложняется. Это приводит к усложнению зависимости механических свойств материалов от указанных характеристик. Существенное влияние на механические свойства кристаллов, оказывает динамическое взаимодействие дислокаций с другими дефектами кристаллической структуры, в частности, с зонами Гинье-Престона, образующимися на первой стадии старения сплавов [10]. В работах [11,12] теоретически анализировалась зависимость динамического предела текучести от концентрации точечных дефектов и плотности дислокаций в условиях высокоскоростной деформации. Было показано, что эта зависимость имеет немонотонный характер. Целью настоящей работы является получение аналитической зависимости динамического предела текучести от параметра несоответствия точечных дефектов.

2. Постановка задачи, решение, анализ результатов

Исследуемая область дислокационных скоростей определяется неравенством $10^{-2}c \leq v \ll c$, где c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле. Это скорости $10^{-2}{-}10^{-1}c$. Задача решается в рамках теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД), которая успешно применялась для решения ряда задач дислокационной динамики [13–16]. Дислокация рассматривается как упругая струна с эффективным натяжением и эффективной массой. Механизм диссипации в динамической области заключается в необратимом переходе энергии внешних воздействий в энергию дислокационных колебаний в плоскости скольжения. Эти колебания считаются малыми, что позволяет во втором порядке теории возмущений вычислить силу динамического торможения дислокации структурными дефектами по следующей формуле

$$F_{def} = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int d^3q |q_x| \cdot |\sigma_{xy}(\mathbf{q})|^2 \delta\left(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)\right). \quad (1)$$

Здесь n — объемная концентрация соответствующих дефектов, m — масса единицы дислокации, $\sigma_{xy}(\mathbf{q})$ — Фурье-образ компоненты тензора напряжений, созданных соответствующим дефектом, $\omega(q_z)$ — спектр дислокационных колебаний. Вычислив силу динамического торможения дислокации, мы можем найти вклад соответствующих структурных дефектов в динамический предел текучести кристалла.

Рассмотрим ансамбль бесконечных краевых дислокаций, движущихся под действием постоянного внешнего напряжения σ_{xy}^0 вдоль оси OX с постоянной скоростью v

в плоскостях скольжения параллельных XOZ. Точечные дефекты распределены по кристаллу случайным образом. Линии дислокаций параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса параллельны оси OX. Положение k-ой дислокации определяется функцией

$$X_k(y = 0, z, t) = vt + w_k(y = 0, z, t). \tag{2}$$

Здесь $w_k(y = 0, z, t)$ — случайная величина, описывающая поперечные колебания дислокации в плоскости скольжения в результате взаимодействия со структурными дефектами.

Уравнение движения k-ой дислокации можно представить в виде

$$m\left\{\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} - c^2\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\right\} = b\left[\sigma_0 + \sigma_{xy}^d + \sigma_{xy}^{dis}\right] - B\frac{\partial X}{\partial t}. \tag{3}$$

Здесь σ_{xy}^d — компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации, σ_{xy}^{dis} — компонента тензора напряжений, создаваемых на этой линии другими дислокациями ансамбля, B — фононная константа демпфирования.

Из формулы (1) следует, что величина силы динамического торможения дислокаций, а, следовательно, и динамического предела текучести зависит от вида спектра дислокационных колебаний. Коллективное взаимодействие точечных дефектов с дислокацией и коллективное взаимодействие других дислокаций ансамбля могут порождать щель в дислокационном спектре, которая оказывает существенное влияние на характер динамического торможения. Спектр дислокационных колебаний в этом случае имеет следующий имеет вид

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

Если щель Δ создается коллективным взаимодействием точечных дефектов с дислокацией, то согласно [11], она имеет вид

$$\Delta = \Delta_d = \frac{c}{b}\left(n_d \chi^2\right)^{1/4}, \tag{5}$$

где n_d — безразмерная концентрация точечных дефектов, χ — параметр их размерного несоответствия, который определяется выражением [10]

$$\chi = \left|\frac{R_d - R_m}{R_m}\right|. \tag{6}$$

Здесь R_d — радиус атома точечного дефекта, R_m — радиус атома матрицы.

Вклад коллективного взаимодействия дислокаций ансамбля в формирование спектральной щели согласно [12] определяется выражением

$$\Delta_{dis} = \pi b\sqrt{\frac{\mu\rho}{6\pi m(1-\gamma)}} \approx c\sqrt{\rho}. \tag{7}$$

Здесь ρ — плотность дислокаций, μ — модуль сдвига, γ — коэффициент Пуассона.

Рассмотрим сначала случай, когда главный вклад в динамическое торможение дислокации вносят точечные дефекты, а при формировании дислокационного спектра доминирует коллективное взаимодействие дислокаций ансамбля. Это происходит при концентрациях

$$n_d < n_0 = \left(\frac{\rho b^2}{\chi}\right)^2. \tag{8}$$

Выполним численные оценки. Для значений $b = 3 \cdot 10^{-10}$ m, $\chi = 10^{-1}$, $\rho = 4 \cdot 10^{15}\,\mathrm{m}^{-2}$ получим $n_0 = 10^{-4}$.

Воспользовавшись результатами теории ДВД, получим зависимость динамического предела текучести металла от параметра несоответствия дефекта. Она является квадратичной

$$\tau = K\chi^2; \quad K = \mu\frac{n_d}{(\rho b^2)^2}\frac{\dot{\varepsilon} b}{c}. \tag{9}$$

Здесь $\dot{\varepsilon}$ — скорость пластической деформации, μ — модуль сдвига.

Проанализируем теперь случай, когда главный вклад и в динамическое торможение дислокации, и в формирование щели вносит коллективное взаимодействие точечных дефектов. Такая ситуация реализуется при значениях концентрации точечных дефектов $n_d > n_0$. Воспользовавшись результатами теории ДВД и выполняя необходимые преобразования, приходим к выводу, что зависимость динамического предела текучести металла от параметра несоответствия дефекта в этом случае является линейной

$$\tau = D\chi; \quad D = \frac{\mu\dot{\varepsilon}\sqrt{n_d}}{\rho b c}. \tag{10}$$

Эта формула справедлива для дислокационных скоростей

$$v < v_0 = b\Delta_d = c(n_d\chi^2)^{1/4}. \tag{11}$$

Для значений $c = 3 \cdot 10^3$ m/s, $n_d = 10^{-4}$, $\chi = 10^{-1}$ получим $v_0 = 3 \cdot 10^2$m/s.

Зависимость такого типа наблюдалась авторами работы [17].

Далее рассмотрим высокоскоростную деформацию состаренного двухкомпонентного сплава с высокой концентрацией зон Гинье-Престона. Наиболее интересным является случай, когда зоны Гинье-Престона вносят главный вклад в силу динамического торможения дислокаций, а точечные дефекты доминируют при формировании спектральной щели. Такая ситуация реализуется при объемной концентрации зон Гинье-Престона $n_G = 10^{23}{-}10^{24}\,\mathrm{m}^{-3}$ и концентрации точечных дефектов $n_d > n_0$. Динамическое торможение дислокаций зонами Гинье-Престона имеет характер сухого трения (т. е. не зависит от скорости скольжения) при скоростях $v < v_G = R\Delta$, где R — средний радиус зоны Гинье-Престона. Для значений $R = 10b$ и $n_d = 10^{-2}$ получим, что критическая скорость υ_G близка к скорости поперечных звуковых волн в металле, т. е. сухое трение имеет место практически во всем рассматриваемом интервале скоростей. В состаренном сплаве зависимость предела текучести от параметра несоответствия дефекта определяется выражением

$$\tau = \frac{G}{\sqrt{\chi}}; \quad G = \mu \frac{n_G b^2 R}{\sqrt[4]{n_d}}. \tag{12}$$

Из полученной формулы следует, что предел текучести убывает с ростом параметра несоответствия.

Проанализируем полученные результаты в рамках теории ДВД. Торможение дислокации возникает при необратимых потерях энергии в результате преодоления дефектов. Как было отмечено выше, механизм диссипации заключается в переходе энергии внешних воздействий в энергию дислокационных колебаний. Торможение дислокации тем сильнее, чем больше энергия этих колебаний. Возникновение спектральной щели снижает эффективность возбуждения колебаний, следовательно, снижает и торможение дислокаций. Таким образом, имеют место два конкурирующих фактора. С одной стороны, повышение параметра несоответствия повышает локальные упругие напряжения, а, следовательно, и силу торможения. С другой стороны, как следует из формулы (5), при увеличении параметра χ увеличивается спектральная щель, что снижает силу торможения. Конкуренция этих факторов объясняет закономерность полученных результатов. В первом случае точечные дефекты дают главный вклад в силу торможения, но не влияют на спектральную щель. Эта ситуация характеризуется самым сильным (квадратичным) ростом предела текучести при увеличении χ. Во втором случае эти дефекты вносят главный вклад не только в торможение, но и в формирование щели, в результате зависимость $\tau(\chi)$ становится более слабой (линейной). В третьем случае точечные дефекты не дают существенного вклада в торможение, но увеличивают спектральную щель, в результате рост параметра несоответствия приводит к снижению предела текучести.

3. Выводы

В рамках теории динамического взаимодействия дефектов показано, что коллективные эффекты в области высокоскоростной деформации оказывают существенное влияние на конкретный вид зависимости динамического предела текучести от параметра несоответствия точечных дефектов. Эта зависимость оказывается различной для различных значений концентрации точечных дефектов, поскольку именно их концентрация определяет степень влияния точечных дефектов на формирование полной силы динамического торможения и величину спектральной щели.

Полученные результаты могут быть полезными при анализе высокоскоростной деформации металлов и сплавов.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] P. Li, L. Susmel, M. Ma. International Journal of Fatigue **176**, 107795 (2023).
[2] D. Tramontina, E. Bringa, P. Erhart, J. Hawreliak, T. Germann, R. Ravelo. High Energy Density Physics **10**, 9 (2014).
[3] J. Lee, D. Veysset, J. Singer, M. Retsch, G. Saini, T. Pezeril, K. Nelson, E. Thomas. Nature Communications **3**, 1164 (2012).
[4] D. Batani. EPL. **114**, 6500 (2016).
[5] A.S. Savinykh, G.I. Kanel, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys. **128**, 025902 (2020).
[6] G.I. Kanel, A.S. Savinykh, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys., **127**, 035901 (2020).
[7] G.V. Garkushin, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, F.S. Savinykh. Mechanics of Solids, **52** (4), 407 (2017).
[8] S.V. Razorenov. Matter and Radiation at Extremes **3**, 145 (2018).
[9] Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. УФН **177**, 809 (2007).
[10] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
[11] В.В. Малашенко. ФТТ **61**, 1845 (2019).
[12] В.В. Малашенко. ФТТ **65**, 1792 (2023).
[13] V.V. Malashenko. Physica B: Phys. Cond. Mat. **404**, 3890 (2009).
[14] В.Н. Варюхин, В.В. Малашенко. Известия РАН. Серия физическая. **82**, *9*, 37 (2018).
[15] В.В. Малашенко, Т.И. Малашенко. ФТВД **4**, 75 (2022).
[16] В.В. Малашенко. ФТТ **66**, 1012 (2024).
[17] T. Kaneda. J. Phys. Soc. Japan **28**, 1205 (1970).

Редактор А.Н. Смирнов