

01.09.14

Особенности скоростной зависимости динамического предела текучести металлов и сплавов в области низких температур

© В.В. Малашенко

ДОНФТИ им. А.А. Галкина,
Донецк, Россия

E-mail: malashenko@donfti.ru

Поступила в Редакцию 2 мая 2026 г.

В окончательной редакции 2 мая 2026 г.

Принята к публикации 2 мая 2026 г.

Исследовано динамическое скольжение ансамбля краевых дислокаций в металле с высокой дислокационной плотностью в области низких температур. В рамках теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД) получена аналитическая зависимость динамического предела текучести металла от плотности дислокаций, концентрации точечных дефектов и величины магнитного поля. Определены условия существования области динамической неустойчивости дислокационного движения для случая, когда главный вклад в формирование дислокационного колебательного спектра вносит коллективное взаимодействие движущихся дислокаций. Получено выражение для магнитного поля, подавляющего эту неустойчивость.

Ключевые слова: дислокации, точечные дефекты, динамический предел текучести, низкие температуры, магнитное поле.

DOI: 10.61011/FTT.2026.05.63435.9631

Введение

Исследование влияния электронов проводимости на движение дислокаций в металлах является весьма актуальной и важной задачей как с точки зрения фундаментальной науки, так и в плане практического применения [1–5]. Особенности дислокационного движения оказывают существенное влияние на характер пластической деформации [6–8]. Неустойчивость дислокационного движения, обусловленная аномальным характером дислокационного торможения (drag), является одной из причин возникновения скачков пластической деформации [9,10]. Такая зависимость получила название отрицательного трения. Оно проявляется в том, что при увеличении скорости дислокационного скольжения сила динамического торможения уменьшается. Особенно часто скачки пластической деформации проявляются в области низких температур, поскольку в этой области существенно снижается эффективность фононного торможения, что способствует повышению неустойчивости дислокационного скольжения. При температуре $T < 25$ К вклад электронов в торможение дислокаций превышает вклад фононов [5]. К тому же электронное торможение может быть значительно увеличено при наложении постоянного магнитного поля, что позволяет контролируемым образом влиять на динамику дислокаций в области низких температур [5]. В настоящей работе исследуется динамическое, т.е. надбарьерное скольжение дислокаций, которое действительно имеет место в экспериментах по низкотемпературному деформированию металлов [5,10]. Анализ такого движения может быть выполнен в рамках теории динамического взаимо-

действия дефектов (ДВД) [11–13]. Механизм диссипации при надбарьерном скольжении дислокации весьма существенно отличается от механизма диссипации при термоактивированном движении. При надбарьерном скольжении происходит переход энергии внешних воздействий в энергию дислокационных колебаний. Сила динамического торможения, которая действует на скользящую дислокацию, зависит от эффективности возбуждения этих колебаний. В свою очередь эта эффективность в значительной степени определяется видом колебательного спектра дислокации. Наиболее важным моментом является наличие спектральной щели, поскольку именно спектральная щель ограничивает размах дислокационных колебаний и уменьшает их частотный диапазон. Наличие щели приводит к снижению энергии колебаний, и, как следствие, к уменьшению силы динамического торможения дислокации и динамического предела текучести. Как было показано в рамках теории ДВД, спектральная щель появляется в колебательном спектре в результате коллективных динамических эффектов: либо коллективного взаимодействия примесей со скользящей дислокацией, либо коллективного взаимодействия с ней других движущихся дислокаций. В результате спектр колебаний становится нелинейным

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

В работе [13] исследовалась низкотемпературная неустойчивость дислокационного движения, при котором главный вклад в формирование спектральной щели вносили точечные дефекты. Работа [11] посвящена изучению неустойчивости при комнатных температурах. Целью настоящей работы является анализ низкотемпературной неустойчивости дислокаций, спектр которых

формируется под влиянием коллективного взаимодействия движущихся дислокаций ансамбля.

Модель и вычисления

Объектом исследования настоящей статьи является ансамбль бесконечных краевых дислокаций. Плотность дислокаций обозначим ρ , скорость их скольжения v . Деформация металла осуществляется постоянным внешним напряжением σ_0 . Дислокации движутся параллельно оси OX . Точечные дефекты распределены в металле случайным образом. Дислокационные линии параллельны оси OZ , их векторы Бюргерса $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ параллельны оси OX . Положение k -ой дислокации определяется функцией

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

В этом выражении $w_k(y = 0, z, t)$ — случайная величина, которая описывает колебания дислокации в плоскости скольжения, возбужденные ее взаимодействием с точечными дефектами.

В рамках теории ДВД дислокационное движение можно описать неоднородным волновым уравнением, правая часть которого содержит силы, действующие на единицу дислокационной длины

$$m \left\{ \frac{\partial^2 X_k}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X_k}{\partial z^2} \right\} = b[\sigma_0 + \sigma_{xy}^d + \sigma_{xy}^{dis}] - B_e \frac{\partial X_k}{\partial t}. \quad (3)$$

Здесь m — линейная плотность дислокационной массы, c — скорость распространения в металле поперечных звуковых волн, σ_{xy}^d — компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации, σ_{xy}^{dis} — компонента тензора напряжений, создаваемых на дислокационной линии другими движущимися дислокациями ансамбля, B_e — константа электронного торможения дислокации.

Авторами работы [5] было показано, что постоянное магнитное поле приводит к значительному увеличению электронного торможения

$$B_e(H) = \frac{e\mu_0 B_e(0)\tau}{m_e} H, \quad (4)$$

где e — заряд электрона, m_e — его масса, μ_0 — магнитная постоянная, H — напряженность магнитного поля, $B_e(0)$ — константа электронного торможения при нулевом магнитном поле, τ — время свободного пробега электрона. Формула (4) справедлива при выполнении условия

$$\omega_H \tau > 1; \quad \omega_H = \frac{e\mu_0 H}{m_e}. \quad (5)$$

Выполним численную оценку. Для значений $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ К, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м, $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг, $\tau = 10^{-11}$ с получим, что условие (5) выполняется при значении напряженности магнитного поля $H_c = 10^6$ А/м и более.

В постоянном магнитном поле электрон вращается вокруг силовых линий этого поля с частотой ω_H . Выполнение условия (5) означает, что время свободного пробега электрона превышает период вращения, т.е. количество столкновений каждого электрона с дислокацией, а, следовательно, и сила торможения должны возрасти в магнитном поле примерно в $\omega_H \tau$ раз [5]. Данные экспериментальных работ [14–17] подтверждают, что сила электронного торможения дислокаций линейно возрастает с ростом скорости дислокационного скольжения и напряженности магнитного поля.

В настоящей работе анализируется случай, когда главный вклад в формирование спектральной щели вносит коллективное взаимодействие движущихся дислокаций ансамбля. При этом щель, согласно [12], определяется следующим выражением

$$\Delta_{dis} = b \sqrt{\frac{\rho \mu}{2\pi(1-\gamma)m}}. \quad (6)$$

Здесь μ — модуль сдвига, γ — коэффициент Пуассона.

Для значений $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, концентрации точечных дефектов $n_0 = 10^{-4}$ и параметра их несоответствия $\chi = 10^{-1}$ коллективное взаимодействие движущихся дислокаций является доминирующим при формировании спектральной щели при значении дислокационной плотности $\rho = 10^{15}$ м⁻². Теория ДВД позволяет получить выражение для динамического предела текучести металла при температуре $T < 25$ К, которое в нашем случае будет иметь следующий вид

$$\tau = \left(\frac{D}{\dot{\epsilon}_0^2 + \dot{\epsilon}^2} + K \right) \dot{\epsilon}, \quad (7)$$

$$D = \frac{4\pi^4 n_0 \mu \chi^2 \rho b c}{9 \ln(L/b)}; \quad K = \frac{e \mu_0 B_e(0) \tau}{m_e \rho b^2} H; \quad (8)$$

$$\dot{\epsilon}_0 = b^2 c \sqrt{\frac{2\pi^2 \rho^3}{3(1-\gamma) \ln(L/b)}}. \quad (9)$$

Здесь L — средняя длина дислокации.

Необходимо отметить, что полученные нами выражения справедливы для сильных магнитных полей, т.е. полей, для которых выполняется условие $\omega_H \tau > 1$. Если же магнитное поле слабое, оно не оказывает влияние на предел текучести. В этом случае (включая также и $H = 0$)

$$K = \frac{B_e(0)}{\rho b^2}. \quad (10)$$

Полученная скоростная зависимость является N -образной, т.е. имеет два восходящих участка и один нисходящий, при выполнении следующего условия

$$\frac{\pi^2(1-\gamma)n_0\chi^2\mu}{12B_e(0)bc\rho} > 1. \quad (11)$$

Для $\gamma = 3 \cdot 10^{-1}$, $n_0 = 10^{-4}$, $\chi = 10^{-1}$, $\mu = 5 \cdot 10^{10}$ Па, $B_e(0) = 10^{-6}$ Па · с, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $c = 3 \cdot 10^3$ м/с,

$\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2}$ это условие выполняется. График полученной нами скоростной зависимости динамического предела текучести имеет максимум и минимум. Максимум находится в точке $\dot{\epsilon}_0$, минимум — в точке $\dot{\epsilon}_1$

$$\dot{\epsilon}_1 = \dot{\epsilon}_0 \sqrt{\frac{2\pi^2 n_0 (1 - \gamma) \mu \chi^2 m_e}{3\rho b c e \mu_0 B_e(0) \tau H}}. \quad (12)$$

Как показывают численные оценки, для значений $n_0 = 10^{-4}$, $\gamma = 3 \cdot 10^{-1}$, $\mu = 5 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $\chi = 10^{-1}$, $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, $\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $c = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н/м}$, $B_e(0) = 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $\tau = 10^{-11} \text{ с}$, $H_c = 10^6 \text{ А/м}$ мы получаем значения $\dot{\epsilon}_0 = 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_1 = 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Отрицательная скоростная зависимость порождает неустойчивость движения дислокаций, в результате возникают скачки пластической деформации. Наложение постоянного магнитного поля способно уменьшить и даже полностью устранить область динамической неустойчивости дислокации, а, следовательно, подавить скачки пластической деформации, которые порождает эта неустойчивость. Как следует из формул (9) и (12), постоянное магнитное поле не влияет на положение максимума полученной зависимости. Положение минимума, наоборот, оказывается весьма чувствительным к величине магнитного поля и смещается в сторону максимума при его увеличении, в результате чего область неустойчивого скольжения дислокации уменьшается. Критическое значение магнитного поля, при котором динамическая неустойчивость полностью подавляется, определяется следующим выражением

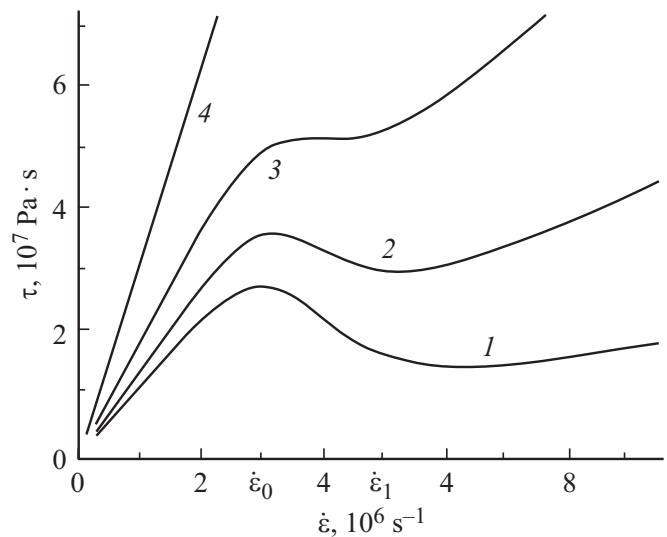
$$H_c = \frac{2\pi^2 n_0 (1 - \gamma) \mu m_e \chi^2}{3\rho b c e \mu_0 \tau B_e(0)}. \quad (13)$$

Оценим величину критического магнитного поля. Для значений $n_0 = 10^{-4}$; $\gamma = 3 \cdot 10^{-1}$, $\mu = 5 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, $\chi = 10^{-1}$, $\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $c = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н/м}$, $\tau = 10^{-11} \text{ с}$, $B_e(0) = 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$ получим значение критического магнитного поля $H_c = 10^8 \text{ А/м}$.

Анализ результатов

Полученная скоростная зависимость динамического предела текучести металла в области низких температур представлена на рисунке. Она подтверждает выводы, которые были сделаны ранее в рамках теории ДВД.

Теория ДВД — это феноменологическая теория конструирующих взаимодействий. Зависимости механических свойств от концентрации дефектов структуры и скорости пластической деформации определяются тем, какой тип дефектов вносит главный вклад в формирование полной силы торможения и какой — в формирование спектральной щели. Максимум зависимости находится в точке, где происходит изменение влияния спектральной щели на колебания дислокации. Существование спектральной щели означает, что дислокация



Зависимость динамического предела текучести металла в области низких температур от скорости пластической деформации для разных значений напряженности постоянного магнитного поля ($H_4 > H_3 > H_2 > H_1$).

колеблется в параболической яме, и эта потенциальная яма совершает перемещение по кристаллу вместе с дислокацией. Изменение влияния происходит либо при исчезновении этой ямы, либо при смене доминирующего вклада в ее формирование, либо при выходе дислокации из нее. В нашем случае происходит выход дислокации из потенциальной ямы, созданной коллективным взаимодействием движущихся дислокаций. При увеличении скорости скольжения дислокации ее кинетическая энергия растет. Когда кинетическая энергия превышает высоту потенциального барьера, ограничивающего яму, дислокация выходит из нее, при этом скоростная зависимость имеет максимум. Минимум, согласно теории ДВД, имеет место при смене доминирующего вклада в полную силу динамического торможения дислокаций. В данной ситуации доминирующий вклад точечных дефектов сменяется доминирующим вкладом электронов проводимости.

Отметим, что условие существования максимума скоростной зависимости силы торможения дислокаций точечными дефектами, полученное в рамках теории ДВД для надбарьерного дислокационного скольжения, оказалось справедливым и для термоактивированного движения дислокаций. Авторами работы [18] было показано, что скоростная зависимость силы торможения дислокации атмосферами Снука и Коттрелла имеет максимум при значении скорости, соответствующей отрыву дислокации от этих атмосфер, т.е. при выходе дислокации из потенциальной ямы, образованной этими атмосферами.

Что касается отрицательной скоростной зависимости предела текучести металлов в области низких температур, она, действительно, наблюдалась в экспериментальных работах [19,20].

Заключение

При низкотемпературном деформировании металлов возможно возникновение N -образной скоростной зависимости динамического предела текучести. Она содержит участок отрицательной зависимости, которая порождает скачки пластической деформации. Эти скачки могут быть подавлены постоянным магнитным полем.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B. Gurrutxaga-Lerma. Phys. Rev. Mater. **10**, 033803 (2026).
- [2] N.K. Dimitrov, Y. Liu, M.F. Horstemeyer. Mech. Adv. Mater. Struct. **29**, 705 (2022).
- [3] A. Lahiri, P. Shanthraj, F. Roters. Modell. Simul. Mater. Sci. Eng. **27**, 085006 (2019).
- [4] M. Li, Y. Shen, K. Luo, Q. An, P. Gao, P. Xiao, Y. Zou. Nat. Mater. **22**, 958 (2023).
- [5] М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик. УФН **111**, 655 (1973).
- [6] J. Verschueren, B. Gurrutxaga-Lerma, D.S. Balint, A.P. Sutton, D. Dini. Phys. Rev. Lett. **121**, 145502 (2018).
- [7] G.F. Sarafanov, Yu.G. Shondin. Mater. Phys. Mech. **47**, 431 (2021).
- [8] Г.Ф. Сарафанов, А.А. Уткин. Проблемы прочности и пластичности **85**, 5 (2023).
- [9] Г.Ф. Сарафанов. ФТТ **43**, 1041 (2001).
- [10] В.В. Пустовалов. ФНТ **34**, 871 (2008).
- [11] В.В. Малашенко. ФТТ **57**, 2388 (2015).
- [12] В.В. Малашенко. Кристаллография **70**, 4, 689 (2025).
- [13] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **45**, 12, 6 (2019).
- [14] C. Kim, J. Galligan. Acta Mater. **44**, 775 (1996).
- [15] J.M. Galligan, L.N. Gumen, L.V. Krivoshey, A.A. Krokhin, G.A. Luna-Acosta. Phil. Mag. A. **77**, 507 (1998).
- [16] E. Viguera, A.A. Krokhin, T.J. McKrell, J.M. Galligan. Phil. Mag. A. **81**, 137 (2001).
- [17] В.С. Крыловский, В.П. Лебедев, В.И. Хоткевич. ФНТ, **7**, 1550 (1981).
- [18] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [19] В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко. ФММ **26**, 716 (1968).
- [20] В.И. Доценко, В.И. Кононенко, Т.А. Пархоменко, В.В. Пустовалов. Динамика дислокаций: Сб. науч. трудов. — К.: Наук. думка, 1975. — С. 307–314.

Редактор Ю.Э. Китаев