

05

Оценка плотности подвижных дислокаций акустическим методом

© С.А. Баранникова, П.В. Лаврентьева, Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

E-mail: bsa@ispms.ru, iskhakova@ispms.ru, lbz@ispms.ru

Поступило в Редакцию 28 июля 2025 г.

В окончательной редакции 2 сентября 2025 г.

Принято к публикации 5 сентября 2025 г.

На примере поликристаллического Al показано, что использование измерений скорости распространения ультразвука (рэлеевских поверхностных волн) позволяет получить информацию о развитии деформационных процессов в металле. Найденные в ходе исследования параметры акустических волн дают возможность оценить плотность подвижных дислокаций в деформируемом металле при квазистатическом нагружении. Отмечен сложный (экстремальный) характер зависимости плотности подвижных дислокаций от деформации и обсуждена природа этой зависимости. Предполагается, что полученные результаты могут быть использованы для расчетов деформационной кинетики.

Ключевые слова: пластичность, деформационное упрочнение, дислокации, ультразвук.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.02.62064.20455

Многолетние исследования дислокационной структуры деформированных металлов имеют целью проверку физической теории пластичности, связывающей пластические свойства материала с его реальным строением. Серьезной проблемой этой теории остается оценка плотности подвижных дислокаций ρ_{mob} как функции величины пластической деформации ε . Зависимость $\rho_{mob}(\varepsilon)$ входит в известное уравнение Тейлора–Орована [1]:

$$\varepsilon = b\rho_{mob}(\varepsilon)L(\varepsilon), \quad (1)$$

которое, связывая пластическую деформацию ε с вектором Бюргерса дислокаций b и длиной их пробега L , является основой многих расчетов в физике пластичности.

Зависимость $\rho_{mob}(\varepsilon)$ важна, поскольку известно, что в процессе пластической деформации кристалла участвует лишь часть имеющихся в нем дислокаций, т.е. $\rho_{mob} < \rho_{tot}$, так что дислокационный ансамбль деформируемого кристалла характеризуется как общей плотностью дислокаций ρ_{tot} , так и плотностью подвижных дислокаций ρ_{mob} . Вопрос о связи этих величин, в частности о точном значении отношения ρ_{mob}/ρ_{tot} , до настоящего времени не имеет ясного ответа, а почти вся информация о форме зависимости $\rho_{mob}(\varepsilon)$ сводится к тому, что она, как показал еще Гилман [2], имеет экстремальную форму. Даже тщательное изучение результатов прямых экспериментальных наблюдений дислокационных субструктур [3] не позволило пока выяснить явный вид функции $\rho_{mob}(\varepsilon)$.

Можно предположить, что перспективными для изучения зависимости $\rho_{mob}(\varepsilon)$ окажутся интегральные ультразвуковые методы *in situ* исследования дислокационной структуры деформируемых материалов [4]. Это предположение основано на полученных ранее [5] экспериментальных указаниях на то, что такой информативный акустический параметр, как скорость распространения

ультразвуковых волн (продольных, поперечных или рэлеевских) в деформируемой среде, чувствителен именно к подвижным дислокациям.

По этой причине в настоящей работе, выполненной на поликристаллическом алюминии с содержанием Al не менее 99.5 wt.% и со средним размером зерна $\sim 40 \mu\text{m}$, механические испытания дополнялись одновременной регистрацией скорости распространения ультразвуковых рэлеевских волн V_R . В ходе экспериментов плоские образцы с размером рабочей части $50 \times 5 \times 2 \text{ mm}$, вырезанные из листов Al в направлении прокатки, растягивались на испытательной машине „Instron-1185“ со скоростью $3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ в интервале температур $211 \leq T \leq 350 \text{ K}$ с записью кривых течения $\sigma(\varepsilon)$, где σ — напряжение. Стадии деформационного упрочнения при пластическом течении характеризовались зависимостью безразмерного коэффициента деформационного упрочнения $\theta(\varepsilon) = G^{-1}d\sigma/d\varepsilon$ [1] от деформации.

Скорость распространения рэлеевских волн с частотой 3 MHz в деформируемом металле измерялась методом автоциркуляции ультразвукового импульса [4]. Экспериментальная оценка погрешности определения скорости рэлеевской волны не превышает $\pm 3 \text{ m/s}$. Такая постановка эксперимента позволила получить согласованные друг с другом кривые течения $\sigma(\varepsilon)$ и зависимости скорости волн Рэлея от величины пластической деформации $V_R(\varepsilon)$.

Как видно из рис. 1, произведение зависимостей $\theta(\varepsilon)$ и $V_R(\varepsilon)$ падает с деформацией. Для обсуждения удобно ввести зависящую от деформации величину с размерностью длины

$$L^*(\varepsilon) = \frac{D_{\min}}{\theta V_R}, \quad (2)$$

воспользовавшись минимальным значением кинематической вязкости деформируемой среды

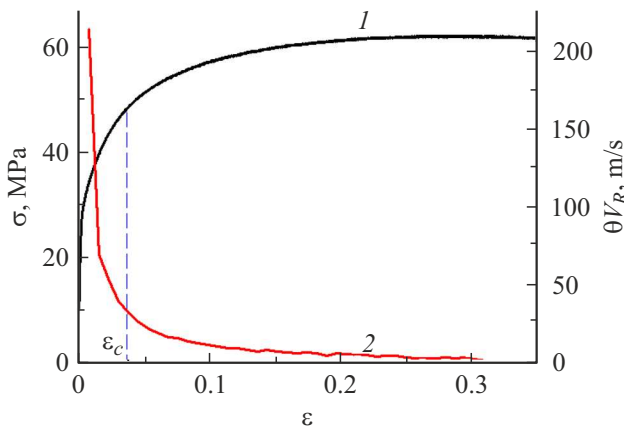


Рис. 1. Диаграмма растяжения Al (1) и зависимость произведения θV_R (2) от деформации при 300 К.

$D_{\min} = 1/2\hbar(mM)^{-1/2}$, полученным в работе [6]. В последнем соотношении $\hbar = h/2\pi$ — редуцированная постоянная Планка, m — масса электрона, а M — масса атома [7]. По данным [6] для исследуемого в настоящей работе Al $D_{\min} \approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Для случая $\theta \approx 10^{-4}$ расчет по формуле (2) дает $L^* \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ m}$.

Придав последней величине смысл длины пробега дислокаций, определим ее из уравнения Тейлора–Орвана (1) как $L = \epsilon/b\rho_{\text{mob}}$. Полагая далее, что $L^* \equiv L$, запишем

$$\frac{D_{\min}}{\theta V_R} = \frac{\epsilon}{b\rho_{\text{mob}}}, \quad (3)$$

откуда следует уравнение

$$\rho_{\text{mob}} \approx \frac{\theta V_R}{bD_{\min}} \epsilon = \Psi \epsilon, \quad (4)$$

пригодное для оценки плотности подвижных дислокаций как функции деформации.

Данные соответствующих расчетов этой величины, приведенные на рис. 2, показывают, что зависимость $\rho_{\text{mob}}(\epsilon)$, как и в случае [2], имеет экстремальный характер. При критической деформации $\epsilon_c \approx 0.03$ зависимость $\rho_{\text{mob}}(\epsilon)$ разделяется на два участка с коэффициентами наклона Ψ_1 в области деформаций $\epsilon < \epsilon_c$ и Ψ_2 в области деформаций $\epsilon > \epsilon_c$ соответственно (см. таблицу). Линейность $\rho_{\text{mob}} \sim \epsilon$, задаваемая уравнением (4), выполняется в пределах каждого участка, отвечающего, очевидно, разным стадиям деформационного упрочнения (разным положительным значениям коэффициента деформационного упрочнения). Как можно видеть из рис. 2 и таблицы, в пределах достигнутой точности эксперимента изменения температуры в изученном интервале практически не влияют на величины коэффициентов Ψ_1, Ψ_2 и значение критической деформации ϵ_c . Оцененные предложенным образом численные значения плотности подвижных дислокаций согласуются с данными, приведенными в работах [3,8–10].

Вопрос о природе критической деформации $\epsilon_c \approx 0.03$ решается тем, что, как установлено в работе [11] по ре-

Коэффициенты Ψ_1 и Ψ_2 уравнения (4) для разных температур

T, K	$\Psi_1 \cdot 10^{-16}, \text{m}^{-2}$	$\Psi_2 \cdot 10^{-16}, \text{m}^{-2}$
211	22.3	-6.9
232	29.3	-5.2
253	9.0	-4.8
273	11.4	-4.2
300	14.0	-1.7
350	2.7	-1.2

зультатам электронно-микроскопического исследования, именно при таком значении деформации в дислокационной субструктуре деформированного алюминия дислокационный хаос сменяется образованием дислокационных ячеек.

Обсудим далее природу коэффициента пропорциональности Ψ в уравнении (4). С учетом результатов работы [6] можно записать

$$\Psi \approx \frac{2\theta V_R (mM)^{1/2}}{\hbar b}. \quad (5)$$

Численная оценка, выполненная по уравнению (5), дает $10^{17} \geq |\Psi| \geq 10^{16} \text{ m}^{-2}$, что близко к приведенным выше экспериментально определенным значениям Ψ_1 и Ψ_2 . Различие модулей этих коэффициентов естественно объяснить разными значениями коэффициента деформационного упрочнения $\theta > 0$, реализующимися в ходе пластического течения.

Непростой проблемой является объяснение смены знака зависимости $\rho_{\text{mob}}(\epsilon)$ в ходе пластического течения, следующей из рис. 2. Формально это легко связать с тем, что величина $\pm(mM)^{1/2}$ в уравнении (5) имеет два знака, но физическая природа эффекта оказывается гораздо более сложной. Поскольку величина D_{\min} имеет смысл [6] кинематической вязкости среды, условие

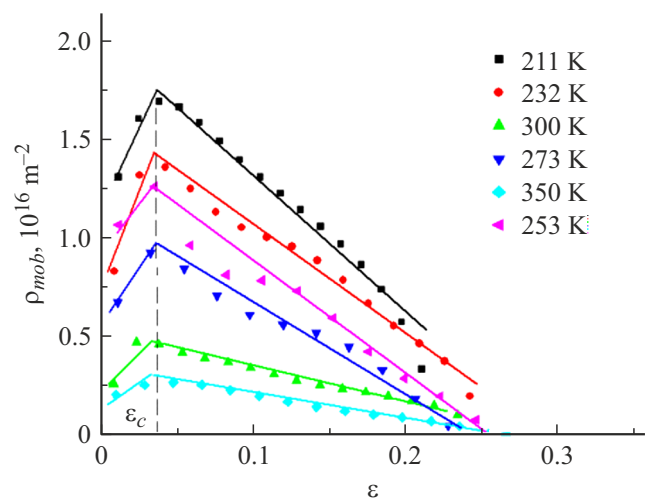


Рис. 2. Изменение плотности подвижных дислокаций с ростом деформации для разных температур.

$\Psi_2 < 0$ означает, что в определенном режиме деформации вязкость среды может стать отрицательной. Это предположение не является физически невозможным и обсуждается в литературе [12,13]. В связи с этим представляется вероятной его реализация в открытых системах, к которым относится деформируемое твердое тело [14].

В рамках автоволнового подхода к проблеме пластичности [14] вместо диссипации энергии при пластическом течении, характерном для изолированных систем, рассматривается формирование диссипативных структур [15] (автоволн локализованной пластичности). Это ведет к образованию деформационной структуры, снижению симметрии деформируемой системы и соответствующему понижению ее энтропии [14]. Величина D_{\min} в автоволновом описании пластичности выполняет роль транспортного коэффициента автоволнового уравнения пластического течения $\dot{\varepsilon} = f(\varepsilon) + D_{\min}\varepsilon''$ [14], в котором N -образная функция $f(\varepsilon)$ есть нелинейная локальная скорость деформации, ответственная за распространение деформации на фронте пластичности, а член $D_{\min}\varepsilon''$ описывает зарождение деформационного процесса на макроскопическом расстоянии от этого фронта. В рамках такого подхода для коэффициента D_{\min} оказываются допустимыми в том числе и отрицательные значения. Более того, как показали авторы [16,17], именно условие $D_{\min} < 0$ является необходимым для самоорганизации деформируемой среды, т.е. генерации в ней автоволновых мод.

Такое объяснение в принципе согласуется также с соображениями о дислокационной природе критической деформации ε_c на основе работы [11], приведенными выше. Как было указано выше, при критической деформации слабоупорядоченная субструктура дислокационного хаоса сменяется ячеистой, обладающей более высокой степенью порядка, задаваемой строгой геометрической структурой возникающих дислокационных ячеек [3].

Таким образом, полученные в работе данные и их обработка указывают на возможность оценки плотности подвижных дислокаций по результатам измерений скорости распространения поверхностных рэлеевских волн, проводимых синхронно с записью диаграмм пластического течения. Этим методом в рамках простых модельных представлений удастся получить правдоподобные значения плотности подвижных дислокаций в зависимости от деформации, которые могут быть использованы при расчете кинетических параметров пластического течения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН (тема № FWRW-2026-0006).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Argon, *Strengthening mechanisms in crystal plasticity* (University Press, Oxford, 2008). DOI: 10.1093/acprof:oso/9780198516002.001.0001
- [2] J.J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, **36** (9), 2772 (1965). DOI: 10.1063/1.1714577
- [3] U. Messerschmidt, *Dislocation dynamics during plastic deformation* (Springer, Berlin, 2010). DOI: 10.1007/978-3-642-03177-9
- [4] Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик, *Ультразвуковые методы в физике твердого тела* (Мир, М., 1972).
- [5] L.B. Zuev, B.S. Semukhin, *Phil. Mag. A*, **82** (6), 1183 (2002). DOI: 10.1080/01418610208240024
- [6] Л.Б. Зуев, Письма в ЖТФ, **50** (12), 8 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.12.58056.19877 [L.B. Zuev, *Tech. Phys. Lett.*, **50** (6), 48 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.06.58479.19877].
- [7] В.В. Бражкин, УФН, **193** (11), 1227 (2023). DOI: 10.3367/UFNe.2022.11.039261 [V.V. Brazhkin, *Phys. Usp.*, **66**, 1154 (2023). DOI: 10.3367/UFNe.2022.11.039261].
- [8] U.F. Kocks, H. Mecking, *Prog. Mater. Sci.*, **48** (1), 171 (2003). DOI: 10.1016/S0079-6425(02)00003-8
- [9] A. Sadeghi, E. Kozeschnik, *Metallurg. Mater. Trans. A*, **55** (6), 1643 (2024). DOI: 10.1007/s11661-024-07358-z
- [10] I.S. Yasnikov, A. Vinogradov, Y. Estrin, *Scripta Mater.*, **76** (1), 37 (2014). DOI: 10.1016/j.scriptamat.2013.12.009
- [11] D.-Y. Park, M. Niewczas, *Mater. Sci. Eng. A*, **491** (1), 88 (2008). DOI: 10.1016/j.msea.2008.01.065
- [12] В. Старр, *Физика явлений с отрицательной вязкостью* (Мир, М., 1971).
- [13] А.А. Авраменко, Б.И. Басок, А.И. Тыринов, А.В. Кузнецов, *Промышленная теплотехника*, **29** (1), 12 (2007).
- [14] L.B. Zuev, S.A. Barannikova, V.I. Danilov, V.V. Gorbatenko, *Prog. Phys. Met.*, **22** (1), 3 (2021). DOI: 10.15407/ufm.22.01.003
- [15] И. Пригожин, *Введение в термодинамику необратимых процессов* (НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, Ижевск, 2001).
- [16] V.I. Krinsky, *Self-organization. Autowaves and structures far from equilibrium* (Springer, Berlin, 1984), p. 9–19. DOI: 10.1007/978-3-642-70210-5
- [17] А.И. Олемской, *Синергетика сложных систем. Феноменология и статистическая теория* (КРАСАНД, М., 2009).