

05

Вариации плотности подвижных дислокаций в условиях термической активации

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

Институт физики прочности и материаловедения им. В.Е. Панина СО РАН, Томск, Россия
E-mail: bsa@ispms.ru, lbz@ispms.ru

Поступило в Редакцию 5 марта 2026 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2026 г.

Принято к публикации 2 мая 2026 г.

На примере поликристаллического Al изучено влияние термической активации на зависимости плотности подвижных дислокаций от деформации по данным измерений скорости распространения ультразвука (рэлеевских поверхностных волн) при квазистатическом нагружении. Установлены температурные зависимости параметров уравнения Гилмана, описывающего экстремальный характер изменения плотности подвижных дислокаций от деформации.

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

DOI: 10.61011/PJTF.2026.15.63398.20671

Пластическая деформация кристаллов является макроскопическим следствием сложной эволюции дислокационной субструктуры. Ключевую роль в этом случае играет плотность дислокаций, которая определяет прочность и пластичность материалов [1]. Традиционные методы оценки плотности дислокаций, такие как просвечивающая электронная микроскопия или рентгеновская дифрактометрия, обладают рядом ограничений: они либо разрушающие, либо требуют сложной подготовки образцов [2–4]. В связи с этим все большее внимание привлекают неразрушающие акустические методы, в частности использование скорости поперечных ультразвуковых волн, чувствительных к упругим искажениям кристаллической решетки, вызванным дислокациями [5,6]. Взаимосвязь упругих свойств и дислокационной структуры описывается теорией Гранато–Люке [7], учитывающей влияние дислокаций на акустическое затухание и скорость звука. Экспериментальные исследования [8,9] подтвердили, что изменение скорости поперечных ультразвуковых волн коррелирует с накопленной плотностью дислокаций. Несмотря на значительный прогресс в понимании связи между ультразвуковыми свойствами и дислокационной структурой, остается ряд задач, решение которых позволит превратить ультразвуковую диагностику в надежный инструмент анализа микроструктуры деформированных металлов. Наиболее сложной задачей остается измерение плотности именно подвижных дислокаций ρ_m в реальном времени в деформируемом образце. К настоящему времени известно, что зависимость ρ_m с ростом общей деформации ε , как показал еще Гилман [10], имеет экстремальную форму и описывается уравнением

$$\rho_m(\varepsilon) = (\rho_0 + M\varepsilon) \exp(-\Phi\varepsilon), \quad (1)$$

где $M = 2m/b$, m — коэффициент размножения дислокаций, b — вектор Бюргера дислокаций,

$\Phi = \theta/\sigma$, $\theta = d\sigma/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения, σ — напряжение, ρ_0 — начальная плотность дислокаций в недеформируемом образце. Предполагается, что коэффициент Φ определяется как коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций [11] и не зависит от деформации. Тогда скорость изменения плотности подвижных дислокаций с ростом деформации

$$\frac{d\rho_m}{d\varepsilon} = M \exp(-\Phi\varepsilon) - \Phi\rho_m \quad (2)$$

равна нулю, когда ρ_m достигает максимального значения ρ_m^{\max} при критической величине деформации ε_c

$$\varepsilon_c = \frac{1}{\Phi} - \frac{\rho_0}{M}. \quad (3)$$

При подстановке (3) в (1) получаем

$$\begin{aligned} \rho_m^{\max}(\varepsilon_c) &= \left[\rho_0 + M \left(\frac{1}{\Phi} - \frac{\rho_0}{M} \right) \right] \exp \left[-\Phi \left(\frac{1}{\Phi} - \frac{\rho_0}{M} \right) \right] \\ &= \frac{M}{\Phi} \exp \left(\frac{\Phi\rho_0}{M} - 1 \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнение (1), к сожалению, определяет функцию $\rho_m(\varepsilon)$ только качественно в силу неопределенности параметров ρ_0 , M и Φ и практически непригодно для реальных оценок. Задача настоящей работы — анализ температурных зависимостей коэффициентов M и Φ , входящих в уравнение (1), и критических параметров ρ_m^{\max} и ε_c .

Как следует из работ [6–9], скорость распространения ультразвука V_R в деформированных металлах зависит от плотности дислокаций. В работе [12] показано, что параметры акустических волн дают возможность оценить плотность подвижных дислокаций в деформируемом металле при квазистатическом нагружении. Отмечен сложный (экстремальный) характер зависимости

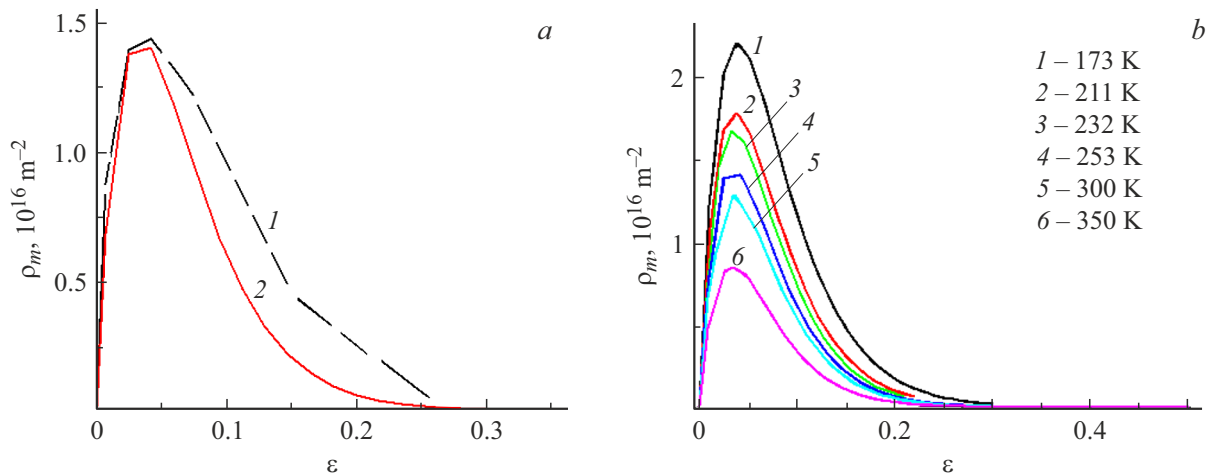


Рис. 1. *a* — изменение плотности подвижных дислокаций с ростом деформации: оценка акустическим методом (1) и аппроксимация по уравнению Гилмана (2) для $T = 253$ К; *b* — аппроксимация по уравнению Гилмана для разных температур.

плотности подвижных дислокаций от деформации, обсуждена природа этой зависимости. Зависимости скорости распространения поверхностных рэлеевских волн от величины пластической деформации $V_R(\varepsilon)$ в интервале температур $173 \leq T \leq 350$ К были получены для плоских образцов алюминия с размером рабочей части $50 \times 5 \times 2$ мм (с содержанием Al не менее 99.5 wt.% и средним размером зерна $d \sim 40 \mu\text{m}$), причем плотность подвижных дислокаций рассчитывалась по формуле

$$\rho_m(\varepsilon) = \frac{\theta V_R}{GbD_{\min}} \varepsilon, \quad (5)$$

где $G = 26$ ГПа — модуль сдвига, $b = 0.286$ нм, $D_{\min} = (1/2)\hbar(mM)^{-1/2}$ — минимальное значение кинематической вязкости деформируемой среды, полученное в работе [13]. В последнем соотношении $\hbar = h/2\pi$ — редуцированная постоянная Планка, m — масса электрона, а M — масса атома [14]. По данным [13] для исследуемого в настоящей работе Al $D_{\min} \approx 8 \cdot 10^{-7}$ м²/с.

Сравнение зависимостей $\rho_m(\varepsilon)$ для температуры $T = 253$ К, приведенных на рис. 1, *a*, показывает, что зависимость $\rho_m(\varepsilon)$ как в случае расчета по уравнению (1), так и в случае оценки по формуле (5) имеет экстремальный характер. На рис. 1, *b* представлены зависимости, рассчитанные по уравнению (1) в интервале температур $173 \leq T \leq 350$ К. Снижение температуры препятствует свободному перемещению дислокаций [15]. В результате этого увеличиваются частота пересечений дислокаций и объемная концентрация источников Франка–Рида, что приводит к росту плотности подвижных дислокаций при уменьшении температуры [16,17].

Для расчета коэффициентов M и Φ , входящих в уравнение (1), экспериментальные данные $\rho_m(\varepsilon)$, полученные в работе [12] по формуле (5), аппроксимировались с помощью уравнения (1). Анализ температурных зависимостей коэффициентов M и Φ в уравнении (1) показал, что зависимость $M(T)$ линейна, в то

время как зависимость $\Phi(T)$ имеет экспоненциальный характер (рис. 2, *a*). Величина критической деформации $\varepsilon_c \approx 0.032-0.038$ слабо чувствительна к изменению температуры и связана, как установлено в работе [17] по результатам электронно-микроскопического исследования, с формированием дислокационных ячеек в Al.

Температурная зависимость величины $\rho_m^{\max}(T)$ представлена на рис. 2, *b* и описывается соотношением

$$\rho_m^{\max} = \beta \exp\left(\frac{Q}{k_B T}\right), \quad (6)$$

где k_B — постоянная Больцмана, $\beta = \text{const}$, а энергия активации $Q \approx 0.026$ эВ.

В автоволновой модели пластичности [18] понятие активной среды и ее наиболее важные характеристики связаны с дислокационной структурой деформируемого материала, т.е. с формой зависимости $\rho_m(\varepsilon)$. Понимание природы взаимосвязи этой зависимости и закономерностей автоволнового механизма пластичности [18] необходимо для развития автоволновых представлений о природе пластичности [19]. В автоволновой теории пластичности [18] скорость пластической деформации описывается реакционно-диффузионным дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = f(\varepsilon) + D_\varepsilon \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}. \quad (7)$$

Как показано ранее [18], при малых деформациях функция $f(\varepsilon)$ совпадает с правой частью уравнения Тейлора–Орована [1], т.е. $f(\varepsilon) = b\rho_m V_{\text{dist}}$. Генерация автоволн локализации пластического течения при больших деформациях и соответственно при больших плотностях дислокаций контролируется диффузионно-подобным членом $D_\varepsilon \varepsilon''$ уравнения (7) [18]. Средние значения плотности подвижных дислокаций $\rho_m \approx (1-6) \cdot 10^{15}$ м⁻² для разных температур представлены в таблице. Оцененные предложенным образом (5) численные значения плотности подвижных дислокаций

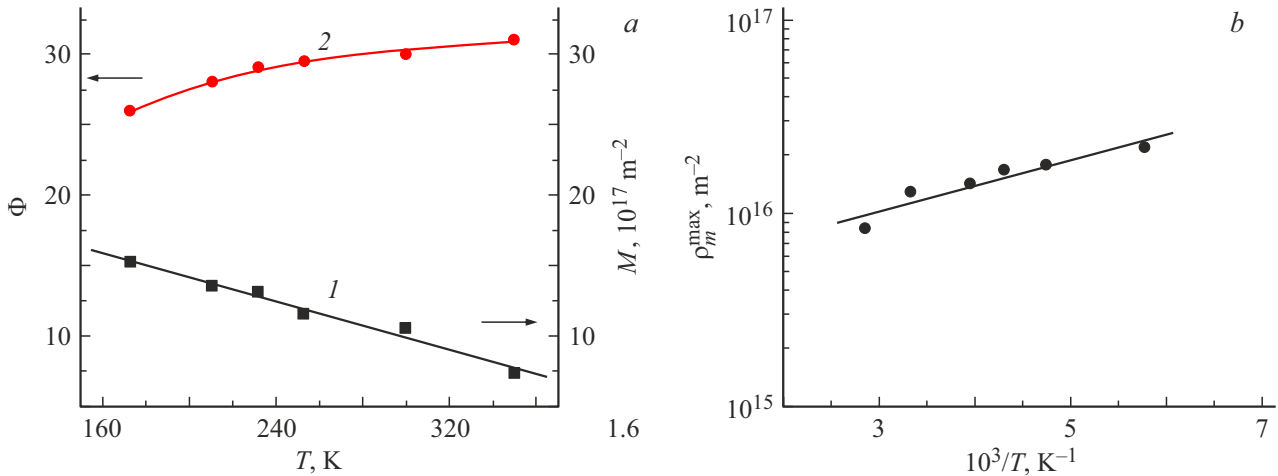


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициентов M (1) и Φ (2) уравнения Гилмана (а) и максимальной плотности подвижных дислокаций (б).

Параметры мультимасштабных процессов пластической деформации для разных температур

T, K	$\rho_m \cdot 10^{-15}, \text{m}^{-2}$	$t \cdot 10^5, \text{s}$	$D_\epsilon \cdot 10^7, \text{m}^2/\text{s}$	$R \cdot 10^6, \text{m}$	$V, \text{m/s}$	$\lambda \cdot 10^3, \text{m}$	$L \cdot 10^4, \text{m}$
173	6.41	1.28	3.65	3.03	0.11	8.2	9.94
211	4.8	1.29	3.59	3.04	0.11	6.3	8.70
232	4.34	1.30	3.52	3.03	0.11	5.6	8.17
253	3.65	1.32	3.39	2.99	0.11	5.2	7.83
300	2.57	1.38	3.32	3.02	0.10	4.8	7.57
350	1.79	1.41	3.25	3.03	0.10	4.7	7.49

согласуются с данными работы [17] (где средние значения плотности дислокаций достигают $\rho_m \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$), измеренными в процессе деформации образцов Al по изменению электрического сопротивления четырехточечным методом.

Интерпретация коэффициента D_ϵ в уравнении (7) может быть основана на том, что коэффициент D_ϵ связан с плотностью подвижных дислокаций (5), если $D_{\text{min}} = D_\epsilon = \lambda V_{aw}$, где λ — пространственный период очагов локализованной пластичности (длина автоволны), V_{aw} — эффективная скорость автоволн локализации деформации. Выполнение зависимости $\lambda V_{aw} \sim M^{-1/2}$ было экспериментально подтверждено в работе [13] по данным для девятнадцати металлов.

Используя данные о зависимости изменения плотности подвижных дислокаций $\rho_m(\epsilon)$ (рис. 1, b), произведение макроскопических параметров локализации пластической деформации λV_{aw} [20] и времен задержки прихода сигнала на приемный преобразователь t относительно излучающего преобразователя акустическим методом [12], в исследуемом температурном интервале мы рассчитали коэффициенты D_ϵ и параметры мультимасштабных процессов пластической деформации, средние величины которых и исходные данные представлены в таблице.

Воспользовавшись диффузионным приближением, запишем коэффициент D_ϵ в общем виде как произведение

длины пробега R и скорости V , т.е. $D_\epsilon = RV$. Здесь R — размер области неоднородности в деформируемой системе, а V — скорость перераспределения деформаций в ней. Для коэффициента D_ϵ можно оценить длину пробега $R = \sqrt{2D_\epsilon t} \approx 10^{-6} \text{ m}$, что, очевидно, отвечает микроскопическому (дислокационному) масштабу пластического течения, так что в этом случае скорость дислокаций $V = V_{dis} = D_\epsilon/R \approx 10^{-1} \text{ m/s}$ (см. таблицу).

В соответствии с автоволновой моделью пластического течения [18] формирование пространственной деформационной структуры в активной среде возможно при условии, что радиус действия активатора R , по которому осуществляется положительная обратная связь, значительно меньше радиуса действия ингибитора λ , по которому осуществляется отрицательная обратная связь [21]. Тогда лавинообразное нарастание активатора происходит в области размером $L = 2\pi\sqrt{R\lambda}$, характеризующим масштаб пространственно неоднородного состояния [20]. В деформируемом кристалле величина R определяется дислокационным микромасштабом, а λ — макромасштабом сил торможения дислокаций. Принимая радиус действия ингибитора равным длине автоволны локализованной пластичности (стационарных диссипативных структур) λ [20], а радиус действия активатора равным длине дислокационного масштаба R , получаем характерный мезомасштаб $L \approx 20d \approx 10^{-4} \text{ m}$, охватывающий

несколько зерен d в поликристалле Al (см. таблицу). Этот анализ устанавливает иерархию структурных уровней пластической деформации.

Таким образом, полученные в работе данные о вариациях плотности подвижных дислокаций в зависимости от деформации в условиях термической активации на примере поликристаллического алюминия могут быть использованы при расчете кинетических параметров и пространственных масштабов пластического течения металлов и сплавов.

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] П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан, *Электронная микроскопия тонких кристаллов* (Мир, М., 1968). [P.B. Hirsch, A. Howie, R.B. Nicholson, D.W. Pashley, M.J. Whelan, *Electron microscopy of thin crystals* (Butterworth, London, 1965).]
- [3] Y. Meng, X. Ju, X. Yang, *Mater. Charact.*, **175**, 111065 (2021). DOI: 10.1016/j.matchar.2021.111065
- [4] H. Adachi, Y. Miyajima, M. Sato, N. Tsuji, *Mater. Trans.*, **56** (5), 671 (2015). DOI: 10.2320/matertrans.L-M2015803
- [5] B. Lüthi, *Physical acoustics in the solid state* (Springer, Berlin–Heidelberg, 2005). DOI: 10.1007/b138867
- [6] L.B. Zuev, B.S. Semukhin, *Phil. Mag. A*, **82** (6), 1183 (2002). DOI: 10.1080/01418610208240024
- [7] A. Granato, K. Lücker, *J. Appl. Phys.*, **27** (6), 583 (1956). DOI: 10.1063/1.1722436
- [8] G. Maurel, V. Pagneux, F. Barra, F. Lund, *Int. J. Bifurc. Chaos*, **19** (8), 2765 (2009). DOI: 10.1142/S0218127409024475
- [9] G. Maurel, V. Pagneux, F. Barra, F. Lund, *Phys. Rev. B*, **72**, 174111 (2005). DOI: 10.1103/PHYSREVB.72.174111
- [10] J.J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, **36** (9), 2772 (1965). DOI: 10.1063/1.1714577
- [11] U.F. Kocks, H. Mecking, *Prog. Mater. Sci.*, **48** (1), 171 (2003). DOI: 10.1016/S0079-6425(02)00003-8
- [12] С.А. Баранникова, П.В. Лаврентьева, Л.Б. Зуев, *Письма в ЖТФ*, **52** (2), 12 (2026). DOI: 10.61011/PJTF.2026.02.62064.20455 [S.A. Barannikova, P.V. Lavrent'jeva, L.B. Zuev, *Tech. Phys. Lett.*, **52** (1), 62 (2026). DOI: 10.61011/TPL.2026.01.62822.20455].
- [13] 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].
- [14] В.В. Бражкин, *УФН*, **193** (11), 1227 (2023). DOI: 10.3367/UFNe.2022.11.039261 [V.V. Brazhkin, *Phys. Usp.*, **66** (11), 1154 (2023). DOI: 10.3367/UFNe.2022.11.039261].
- [15] U. Messerschmidt, *Dislocation dynamics during plastic deformation* (Springer, Berlin, 2010). DOI: 10.1007/978-3-642-03177-9
- [16] C. Albrecht, I.J. Beyerlein, M.R. Jones, *Eur. J. Mech. A*, **100**, 104987 (2023). DOI: 10.1016/j.euromechsol.2023.104987
- [17] D.-Y. Park, M. Niewczas, *Mater. Sci. Eng. A*, **491** (1), 88 (2008). DOI: 10.1016/j.msea.2008.01.065
- [18] 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
- [19] 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
- [20] С.А. Баранникова, П.В. Лаврентьева, Л.Б. Зуев, *ФММ*, **126** (11), 1286 (2025). DOI: 10.7868/S3034621525110115
- [21] Б.С. Кернер, В.В. Осипов, *УФН*, **160** (9), 1 (1990). DOI: 10.3367/UFNr.0160.199009a.0001 [B.S. Kerner, V.V. Osipov, *Sov. Phys. Usp.*, **33** (9), 679 (1990). DOI: 10.3367/UFNr.0160.199009a.0001].