

УДК 539.4

МОДЕЛЬ КИНЕТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

© Георгий Фёдорович Сарафанов¹, Татьяна Александровна Кузьмичева²

¹Институт проблем машиностроения РАН – филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения <<Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук>>, Нижний Новгород, Россия

²Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

gf.sarafanov@yandex.ru

Аннотация. Рассмотрена нелинейная динамика возмущений плотности дислокаций и упругого поля в рамках предложенной эволюционной модели, учитывающей отрицательную скоростную чувствительность деформирующих напряжений. В результате развития кинетической неустойчивости обнаружено существование периодических и уединенных решений для исходных переменных, интерпретируемых как возникновение и распространение скоплений дислокаций. Такая структура из динамических скоплений способна приводить к атермическому характеру низкотемпературной скачкообразной деформации.

Ключевые слова: низкотемпературная скачкообразная деформация, кинетическая неустойчивость, динамические скопления дислокаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-00444).

MODEL OF KINETIC INSTABILITY OF PLASTIC DEFORMATION OF CRYSTALS AT LOW TEMPERATURES

© G. F. Sarafanov¹, T. A. Kuzmicheva²

¹Mechanical Engineering Research Institute RAS, Nizhny Novgorod, Russia

²National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

gf.sarafanov@yandex.ru

Abstract. The considered nonlinear dynamics of the perturbations of the dislocation density and elastic field in the framework of the proposed evolutionary model, taking into account the negative velocity sensitivity of deforming stresses. As a result of the development of kinetic instability, the existence of periodic and isolated solutions for initial variables interpreted as occurrence and propagation of dislocation pile-up. Such a structure of dynamic clusters can lead to an athermal character of low-temperature serrated deformation.

Keywords: *low-temperature serrated deformation, kinetic instability, dynamic pile-up of dislocations.*

Acknowledgements. *The work was supported by RFBR (project 18-02-00444).*

За время, прошедшее с момента обнаружения низкотемпературной скачкообразной деформации, был накоплен большой экспериментальный материал, свидетельствующий о том, что это явление весьма общее и типично для низкотемпературного деформирования кристаллических материалов [1,2]. По мере накопления экспериментальных данных и установления закономерностей низкотемпературной скачкообразной деформации были предложены ряд теоретических сценариев нестабильности пластической деформации в области сверхнизких температур. Одной из первых, была идея тепловой неустойчивости [3], связанной с лавинообразным нарастанием выделяемого в образце тепла, когда тепловое разупрочнение превосходит деформационное упрочнение материала. Также возможным механизмом формирования низкотемпературной скачкообразной деформации, по утверждению [4] авторов, является гипотеза, связанная с неустойчивостью лавинообразного зарождения подвижных дислокаций, связанных с возникновением дислокационных скоплений и прорыва ими барьеров различной природы (границ, субграниц, комплексов атомов примеси и др.) . С другой стороны, прямых экспериментальных данных о наличии скоплений в структуре материала при низкотемпературной скачкообразной деформации нет, несмотря на косвенное их наличие. Естественным допущением в сложившейся ситуации является то обстоятельство, что скопления в процессе деформации являются сугубо динамическими образованиями и связаны с неустойчивым характером пластического течения.

Такие механизмы неустойчивости пластической деформации, начиная с работ Коттрелла, обычно связывают с нелинейной N -образной зависимостью силы торможения дислокаций от их скорости [5] Между тем, возможна ситуация, когда в некотором интервале напряжений возможна ситуация, когда напряжение течения S -образно зависит от скорости дислокаций. Например, в твердых растворах при понижении температуры движущиеся дислокации способны обеспечивать режим стимулированной нелинейной диффузии атомов примеси (при $\sigma > \sigma_c = [Gn_0T/\rho_0d^2]^{1/2}$, где G - модуль сдвига, T - температура, n_0 и d - концентрация и характерный размер растворенных атомов, ρ_0 - средняя плотность дислокаций), в результате чего возникает эффективное взаимодействие примесных атомов и их кластеризация [6]. Последнее приводит к резкому упрочнению кристалла и уменьшению средней скорости дислокаций v . Дальнейшее увеличение нагрузки восстанавливает монотонность кривой $v(\sigma)$. Возможны и другие механизмы упрочнения материала в процессе пластической деформации [7], приводящие в некоторой области $\sigma_c < \sigma < \sigma_m$ деформирующих напряжений к отрицательной чувствительности средней скорости дислокаций v от напряжения ($v'_\sigma < 0$).

Для определенности рассмотрим деформируемый в режиме активного нагружения кристалл, ориентированный для одиночного скольжения. Будем считать, что в эволюции дислокационного ансамбля участвуют краевые дислокации, характеризующиеся плотностями $\rho_+(x,t)$ и $\rho_-(x,t)$, которые движутся навстречу друг другу в параллельных плоскостях

скольжения вдоль направления $0x$ со скоростями $v_+ = v(\sigma)$, $v_- = -v(\sigma)$ и формируют полосу скольжения ширины L .

С учетом процессов генерации и аннигиляции дислокаций система эволюционных уравнений для скалярной плотности $\rho_{\pm}(x,t)$ запишется в виде [8, 9]

$$\frac{\partial \rho_{\pm}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(v_{\pm} \rho_{\pm}) = A - \kappa \rho_+ \rho_- \quad (1)$$

Здесь A - источник дислокаций типа Франка-Рида, κ - коэффициент аннигиляции. В режиме активного нагружения, когда средняя скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}_0$ поддерживается постоянной, уравнение (1) необходимо дополнить машинным уравнением

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{KL}{S\zeta} (\dot{\epsilon}_p - bv_+ \rho_+ + bv_- \rho_-), \quad (2)$$

где $\dot{\epsilon}_p = \eta L_0 \dot{\epsilon}_0 / L$ - скорость пластической деформации в полосе скольжения, K - жесткость системы "образец-машина", L_0 и S - высота и площадь поперечного сечения образца, η и ζ - геометрические факторы порядка единицы.

В переменных $\rho = \rho_+ + \rho_-$ и $I = \rho_+ - \rho_-$, характеризующих суммарную и избыточную плотность дислокаций система (1), (2) принимает вид

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(v\rho) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(vI) = 2A - \frac{\kappa}{2}(\rho^2 - I^2), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = G^* (\dot{\epsilon}_p - bv\rho), \quad (5)$$

где $G^* = KL/S\zeta$ - эффективный модуль упругости.

Равенство нулю правой части (3) отражает факт сохранения вектора Бюргера при различных дислокационных реакциях и размножении [8,9]. Уравнения (3),(5) можно проинтегрировать, в результате имеем

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = G^* b(I - I_c), \quad (6)$$

где I_c - константа интегрирования, имеющая смысл избыточной плотности дислокаций субструктуры, сформированной к моменту деформирования материала (пусть для определенности $I_c = \rho_c^+ - \rho_c^- > 0$).

Исследуем на устойчивость стационарное состояние

$$I = I_c, \quad \rho = \rho_c \sqrt{1 + I_c^2 / \rho_c^2} = \rho_0, \quad V = V_0(\sigma_0) = \eta L_0 \dot{\epsilon}_0 / b \rho_0 L \quad (7)$$

системы (4)-(6). Здесь $\rho_c = 2(A/\kappa)^{1/2}$, а значение $V_0(\sigma_0)$ трехкратно вырождено, так как прямая $v = v_0$ по предположению пересекает кривую $V(\sigma)$ в трех точках ($\sigma_0 = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$)

Для возмущений вида $\sim \exp(-i\omega t + ikx)$ дисперсионное уравнение принимает вид

$$\omega^2 + i\omega \frac{1-\alpha}{\tau} - v_0^2 k^2 - ik \frac{\beta v_0(1+\alpha)}{\tau} + \frac{\alpha}{\tau^2} = 0, \quad (8)$$

где $\tau = 1/\kappa\rho_0$ - характерное время междислокационного взаимодействия, $\alpha = -G^* b\tau\rho_0 v'_\sigma(\sigma_0)$ - безразмерный параметр, характеризующий скоростную чувствительность деформирующих напряжений, $\beta = I_c/\rho_0 = (1 + \rho_c^2/I_c^2)^{-1/2} < 1$.

Из (8) следует, что неустойчивость ($\text{Im } \omega > 0$) возможна при отрицательной скоростной чувствительности напряжения течения ($v'_\sigma < 0, \alpha > 0$). Рассмотрим более подробно случай $0 < \alpha \ll 1$, соответствующий возникновению неустойчивости в области деформирующих напряжений $\sigma \sim \sigma_c$. В этом случае, как показывает анализ дисперсионного уравнения (8), эволюция системы при $t > \tau$ определяется ветвью

$$\omega_1 \cong \beta v_0 k + i\alpha/\tau - i v_0^2 \tau k^2, \quad (9)$$

тип которой характеризует, так называемую, доменную неустойчивость Ганна [12], широко известную в физике полупроводников. Согласно (9) длинноволновые возмущения, движущиеся вправо с фазовой скоростью $c_0 = \beta v_0 < v_0$, медленно нарастают с инкрементом $\text{Im } \omega_1 = \alpha/\tau > 0$.

Нелинейные решения исходной системы уравнений будем искать в классе автомодельных решений, полагая σ , I и ρ зависящими от бегущей координаты $\xi = x - ct$. Исключая из этих уравнений $I(\xi)$ и $\rho(\xi)$ в рассматриваемом приближении ($\alpha \ll 1$) получаем одно нелинейное уравнение второго порядка для $\sigma(\xi)$

$$\tau(v_0^2 - c^2) \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi^2} + (c_0 - c) \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} - \frac{v_0}{2G^* b \rho_0} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \right)^2 + G^* [\dot{\epsilon}_0 - b \rho_0 v(\sigma)] = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) описывает стационарную бегущую волну. По форме оно совпадает с уравнением сосредоточенного нелинейного осциллятора с затуханием $\delta = c_0 - c$. Поэтому интересующие нас стационарные решения существуют при $c = c_0 < v_0$. Анализ решений целесообразно проводить на фазовой плоскости переменных σ и σ'_ξ . В интересующем нас случае $\delta = 0$ уравнение (10) имеет на фазовой плоскости (σ, σ'_ξ) три неподвижные точки $(\sigma_1, 0)$, $(\sigma_2, 0)$ и $(\sigma_3, 0)$. Состояние $(\sigma_2, 0)$ является центром, в окрестности которого существует континуум замкнутых траекторий, которые отвечают распространению периодически повторяющихся импульсов поля σ и дислокационного заряда $I \sim \sigma'_\xi$ (рис.1).

Другие особые точки $(\sigma_1, 0)$ и $(\sigma_3, 0)$ являются седлами, через которые проходят по две траектории (сепаратрисы). В зависимости от значения величины $\dot{\epsilon}_0$ возможны три сепаратрисных решения в виде замкнутых траекторий. При некотором критическом значении $\dot{\epsilon}_0 = \dot{\epsilon}_{0c}$ существует траектория, соединяющая особые точки $(\sigma_1, 0)$ и $(\sigma_3, 0)$. Этой траектории соответствует уединенная волна типа широкого солитона. При $\dot{\epsilon}_0 > \dot{\epsilon}_{0c}$ источником и стоком замкнутой траектории является состояние $(\sigma_1, 0)$, а при $\dot{\epsilon}_0 < \dot{\epsilon}_{0c}$ - состояние $(\sigma_3, 0)$. Соответствующие солитонные решения обуславливают развитие (если воспользоваться терминологией [13]) доменов сильного ($\dot{\epsilon}_0 > \dot{\epsilon}_{0c}$) и слабого ($\dot{\epsilon}_0 < \dot{\epsilon}_{0c}$) упругого поля.

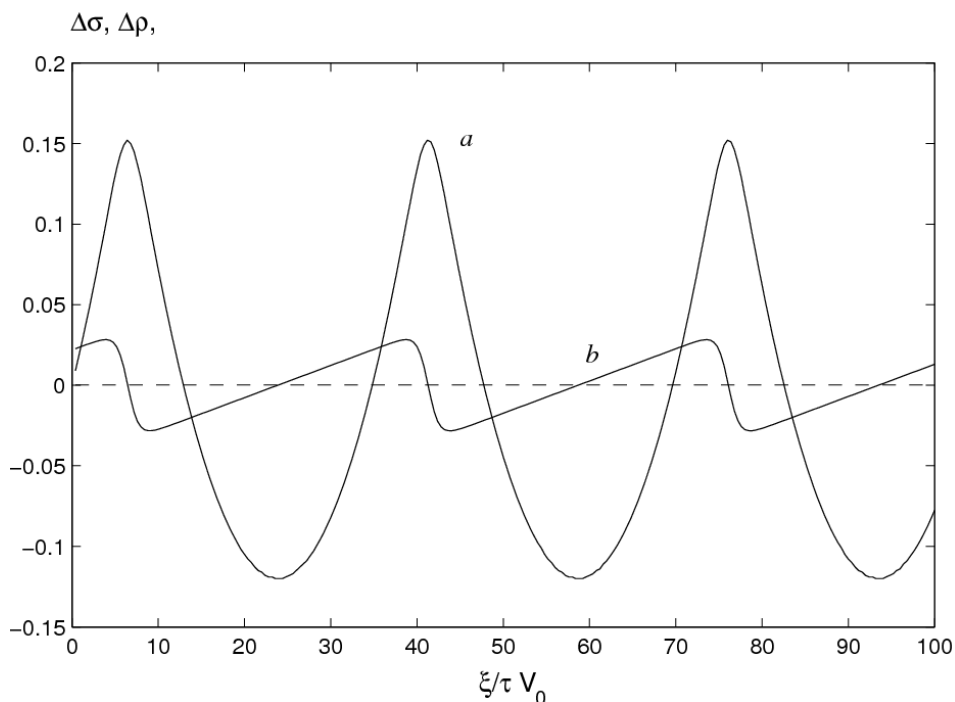


Рис. 1. Нормированные периодические импульсы упругого поля $\Delta\sigma = (\sigma - \sigma_2)/G^*$ (a) и избыточной плотности дислокаций $\Delta\rho = (I - I_c)/\dot{\epsilon}_p \tau \rho_0$ (b) как численное решение уравнения (10) при заданных значениях параметров ($\dot{\epsilon}_p > \dot{\epsilon}_{pc}$): $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.1$, $\dot{\epsilon}_p \tau = 0.02$, $V_c/V_0 = 0.5$, $\sigma_2/G^* = 1$, $(\sigma_2 - \sigma_1)/G^* = 0.2$. При вычислениях использована аппроксимация $V = V_c + V'_\sigma(\sigma - \sigma_2) + V''_\sigma(\sigma - \sigma_2)^3$, где $V''_\sigma = -6V'_\sigma(\sigma_2 - \sigma_1)^{-2}$. Импульсы распространяются со скоростью $c = \beta V_0$.

Таким образом, рамках рассмотренной модели установлено, что в ансамбле дислокаций реализуется кинетическая неустойчивость, обусловленная сменой механизма упрочнения кристалла, которая приводит к импульсному режиму пластического течения и распространению скоплений дислокаций. Эффект возникновения скоплений чисто динамический и проявляется только в процессе пластической деформации. Такая структура из динамических скоплений способна приводить к атермическому характеру низкотемпературной скачкообразной деформации.

Список литературы

1. Старцев В.И., Ильичев В.Я., Пустовалов В.В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. - М.: Металлургия, 1975.-328с.
2. Клявин О.В. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. -М.: Наука, 1987.-256с.
3. Петухов Б.В., Эстрин Ю.З. Критерий неустойчивости термически активируемой пластической деформации // ФТТ. – 1975/ - Т.17, Вып.7. - С.2041-2044.
4. Пустовалов В.В. Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах//ФНТ. - 2008. - Т.34, N9. - С.871-913.

5. Sarafanov G.F., Maksimov I.L. The Nonlinear Dynamics of a Dislocation ensemble: Theory of Portevin-Le Chatelier Effect and Luders band formation // Proc. of International Conference in Plasticity (Plasticity'99). Mexico, January 5-11. – 1999. - P.20.
6. Худик Б.И. Неустойчивость однородного распределения дефектов в условиях пластической деформации //Металлофизика.-1988. Т.10, N5. - С.41-46.
7. Suprun I.T. Force pipe diffusion of mobile pinning points// Phys.status solidi (a). -1982. - Vol.74, No.2. - P.411-419.
8. Sarafanov G.F. Screening of the elastic field in a dislocation ensemble// Physics of the solid state. - 1997. - Т. 39, № 9. - С. 1403-1406.
9. Sarafanov G.F. On the theory of dislocation patterning: i. Evolution of an ensemble of screw and edge dislocations// The physics of metals and metallography. - 1998. - Т. 85, № 3. - С. 276-281.
10. Малыгин Г.А. Самоорганизация дислокаций и локализация скольжения в пластически деформируемых кристаллах// ФТТ. – 1995. - Т.37, Вып.1. - С.3-42.
11. Sarafanov G.F. Correlation effects in an ensemble of edge dislocations// Physics of the solid state. - 2008. - Т. 50, № 10. - С. 1868-1874.
12. Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г. Доменная неустойчивость в полупроводниках. -М.: Наука, 1972.-327с.
13. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. -М.: Наука, 1988.-304с.

Дата поступления: 18 октября 2019 г.