

УДК 539.4

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО ЗАРЯДА В ПОЛОСЕ СКОЛЬЖЕНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

© Георгий Федорович Сарафанов, Евгений Николаевич Разов,
Александр Сергеевич Пупынин

Институт проблем машиностроения РАН - филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения "Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук", Нижний Новгород, Россия
gf.sarafanov@yandex.ru

Аннотация. В предположении вязкого торможения дислокаций, характерного для низких температур, на основе системы уравнений для ансамбля дислокаций получено решение в виде бегущего фронта для общей плотности дислокаций (полосы скольжения) и солитона для дислокационного заряда. Такой дислокационный заряд способен инициировать разрядку дислокационных скоплений и приводит к атермическому механизму неустойчивости низкотемпературной пластической деформации.

Ключевые слова: низкотемпературная нестабильность деформации, скопление дислокаций, дислокационный заряд, полоса скольжения.

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

MECHANISM OF FORMATION OF A MOVING DISLOCATION CHARGE IN THE SLIDING PLATE AT LOW TEMPERATURES

© G.F. Sarafanov, E.N. Razov, A.S. Pupynin

*Mechanical Engineering Research Institute, Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia*
gf.sarafanov@yandex.ru

Abstract. Under the assumption of viscous dragging of dislocations, which is typical for low temperatures, a solution in the form of a running front for the total density of dislocations (slip band) and a soliton for a dislocation charge has been obtained using equations for a dislocation ensemble. Such a dislocation charge is able to initiate the discharge of dislocation clusters and lead to an athermal mechanism of instability of the low-temperature plastic deformation.

Keywords: low-temperature instability of deformation, dislocation accumulation, dislocation charge, slip band.

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

Явление скачкообразной деформации было обнаружено в большом числе материалов и является типичным для области очень низких температур. Его закономерности определяются многочисленными параметрами, связанными как с условиями деформации (скоростью деформации, температурой), так и со свойствами самого материала (типом решетки,

преддеформацией, размером зерна и т.д.) [1,2]. В работе [3] отмечается, что явление скачкообразной деформации можно представить состоящим из, по крайней мере, двух стадий стадий. На начальной стадии возникновение критической ситуации, приводящей в дальнейшем к резкому увеличению скорости пластической деформации, связана с возникновением в кристалле в процессе деформации особой низкотемпературной дислокационной структуры, состоящей из многочисленных дислокационных скоплений, которые беспорядочно распределены по всему кристаллу. Критическая ситуация состоит в том, что при определенной деформации напряжение в голове ряда скоплений становится достаточным для преодоления препятствий. В динамическом режиме разрядка дислокационных скоплений происходит, как показало изучение одиночного скачка, за время порядка микросекунд. Затем на процесс лавинообразного скольжения накладываются процессы разогрева за время порядка миллисекунд, приводящие к термомеханической неустойчивости.

Остается неясным вопрос, что инициирует разрядку дислокационных скоплений. В настоящей работе на основе развитого в [4] подхода показано, что таким воздействием может служить движущий дислокационный заряд, формирующийся в полосе скольжения.

Рассмотрим динамику дислокационного ансамбля. В общем случае для скалярной плотности дислокаций справедливы эволюционные уравнения [6, 7]

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_a \mathbf{v}_a = \Phi_a(\rho_a), \quad (1)$$

где $\Phi_a(\rho_a)$ — нелинейные функции, определяемые спецификой кинетических механизмов дислокационных реакций (процессы рождения, аннигиляции, иммобилизации и т.д.) и удовлетворяющие условию, выражающему факт сохранения вектора Бюргерса в ходе этих процессов.

Поскольку в систему эволюционных уравнений входит скорость её необходимо дополнить усредненным уравнением движения непрерывно распределенных скользящих дислокаций.

Практически при всех способах деформирования кристалла, за исключением ударных нагрузений, движение дислокаций является квазистационарным и определяется диссипативными силами, зависящими от скорости. В области низких температур сила торможения дислокаций линейно зависит от скорости. В этом случае средняя скорость дислокаций алгебраически выражается через напряжение течения и поля дальнедействующих внутренних напряжений, обусловленные распределенными дислокационными зарядами. Таким образом, при вязком скольжении дислокаций, имеем [6]

$$\mathbf{v}_a(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}_a + M \mathbf{f}_a^a(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

где

$$\mathbf{f}_a(\mathbf{r}) = - \sum_c [\rho_c(\mathbf{r}') \frac{\partial W_{ac}(\mathbf{r}' - \mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}}] d\mathbf{r}',$$

Здесь \mathbf{V}_a — постоянная составляющая скорости дислокаций, обусловленная напряжением течения σ_e в плоскости скольжения, $f_i^a = e_{ikm} t_k b_n^a \sigma_{mn}^{int}$ — сила Пича-Келера, действующая на единицу длины дислокации со стороны системы дислокационных зарядов, $M = B_e^{-1}$ — подвижность дислокаций, B_e — коэффициент электронного торможения, $W_{ac}(\mathbf{r})$ — энергия упругого взаимодействия двух параллельных дислокаций, характеризуемых векторами \mathbf{b}_a и \mathbf{b}_c , которая дается выражением [8]

$$W_{ac}(\mathbf{r}) = \frac{G(\mathbf{b}_a \cdot \mathbf{t})(\mathbf{b}_c \cdot \mathbf{t})}{2\pi} \ln \frac{R_c}{r},$$

где \mathbf{t} - единичный вектор, касательный к линии дислокации, r — расстояние между дислокациями ($\mathbf{r} \perp \mathbf{t}$), G – модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, R_c — внешний радиус экранирования (например, размер кристалла).

Примем во внимание, что $\Delta \ln(r/R_c) = 2\pi\delta(\mathbf{r})$ (Δ — двумерный лапласиан, $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция) [9]. Тогда, учитывая свойства $\delta(\mathbf{r})$, вместо интегрального уравнения для силы Пича-Келера, имеем

$$\operatorname{div} \mathbf{f}^a(\mathbf{r}, t) = Gb^a \sum_a b^a \rho_a(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

Далее будем полагать, что процесс пластической деформации развивается вдоль заданной системы скольжения $0x$. Поэтому будем считать, что в эволюции дислокационного ансамбля участвуют дислокации одного типа, характеризующиеся плотностями $\rho_+(x, t)$ и $\rho_-(x, t)$ (и соответственно «зарядами» b и $-b$), которые движутся навстречу друг другу в параллельных плоскостях скольжения вдоль направления $0x$ со скоростями $v_+(x, t)$ и $v_-(x, t)$, размножаются по механизму двойного поперечного скольжения и участвуют в процессах аннигиляции.

С учетом указанных процессов система эволюционных уравнений (1)–(3) запишется в виде системы уравнений

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + V_a \frac{\partial \rho_a}{\partial x} + M G b \rho_a \sum_{a=\pm} b_a \rho_a = \delta_f (\rho_+ + \rho_-) - \rho_+ \rho_-. \quad (4)$$

Здесь δ_f – коэффициент размножения дислокаций по механизму двойного поперечного скольжения, V_a – дрейфовая скорость дислокаций, $2Vh$ – коэффициент аннигиляции, индекс a принимает значения «+» и «-». Система (4) имеет два состояния равновесия

$$\rho_+ = \rho_- = 0, \quad \rho_+ = \rho_- = 4\delta_f / \rho_0 = \rho_0/2. \quad (5)$$

Введем безразмерные переменные $n = (\rho_+ + \rho_-) / \rho_0$, $m = (\rho_+ - \rho_-) / \rho_0$, характеризующие, соответственно, суммарную плотность дислокаций и дислокационный заряд. В безразмерных переменных (4) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + V \frac{\partial m}{\partial x} &= \beta n(1-n) + \beta m^2, \\ \frac{\partial m}{\partial t} + V \frac{\partial n}{\partial x} &= -cm. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь введены обозначения $\beta = 4\delta_f$, $c = M G b^2 \rho_0$ (M - подвижность дислокаций).

Для системы (6) будем считать, что функции $n(x, t)$ и $m(x, t)$ удовлетворяют следующим начальным условиям на границе $n(\infty, 0) = m(\pm\infty, 0) = 0, n(-\infty, 0) = 1$. Данные условия фактически соответствуют началу процесса размножения дислокаций на левой стороне образца.

Решения системы (6) будем искать в классе автомодельных решений, полагая $m = m(x - ut)$, $n = n(x - ut)$. Подставляя решение предполагаемого вида в систему (6), получаем систему уравнений относительно автомодельной переменной $\xi = x - ut$

$$\begin{aligned} (1 - \gamma^2) \frac{dn}{d\xi} &= -\beta[\gamma n(1-n) - \alpha m + \gamma m^2], \\ (1 - \gamma^2) \frac{dm}{d\xi} &= \beta[n(1-n) - \alpha \gamma m + m^2] \end{aligned} \quad (7)$$

с граничными условиями $n(\infty) = m(\pm\infty) = 0, n(-\infty) = 1$. Здесь введены безразмерные параметры $\gamma = u/V, \alpha = c/\beta$. Система (10) имеет две неподвижные точки (0,0) и (1,0) на плоскости переменных (n, m) . Линеаризуя систему (7) вблизи состояния (0,0), получаем характеристическое уравнение, откуда находим

$$\lambda_{1,2} = \frac{\gamma(\alpha - 1) \pm \sqrt{\gamma^2(\alpha - 1)^2 - 4\alpha(1 - \gamma^2)}}{2(1 - \gamma^2)}. \quad (8)$$

Так как плотность $n(x, t)$ не может быть отрицательной величиной, то $\gamma^2(\alpha - 1)^2 - 4\alpha(1 - \gamma^2) \geq 0$, откуда

$$\gamma \geq \gamma_{min} = 2 \frac{\sqrt{\alpha}}{1 + \alpha}. \quad (9)$$

Из (11) следует, что при $\gamma_{min} \leq \gamma < 1$ состояние (0,0) является узлом, причем если $\alpha > 1$ - устойчивым, если $\alpha < 1$ - неустойчивым. Нетрудно показать, что вторая особая точка (1,0) при $\gamma^2 < 1$ является седлом, через которую проходят только две траектории. С учетом этих результатов можно построить фазовый портрет в окрестности особых точек и траекторию волнового решения системы уравнений (7), идущей из седла (1,0) в неустойчивый узел (0,0). Этой траектории соответствуют решения в виде бегущего перепада для $n(\xi)$ и импульса для $m(\xi)$ (рис. 1). Из анализа стационарных решений системы (8) следует, что распространение уединенных волн может происходить при $\alpha > 1$ со скоростью $u \in [u_{min}, V]$, где $u_{min} = 2V\sqrt{\alpha}/(1 + \alpha)$.

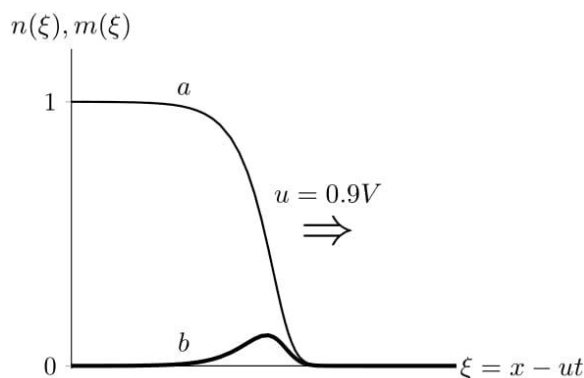


Рис. 1. Фронт формирующейся полосы скольжения (a) и дислокационный заряд (b), соответствующие автомодельному решению системы уравнений (7).

Таким образом, рассматриваемая в статье модель предполагает формирование полосы скольжения, в фронте которой возникает дислокационный заряд, движущийся со скоростью близкой к скорости дислокаций. Такой дислокационный заряд способен инициировать разрядку дислокационных скоплений и приводить к атермическому механизму неустойчивости низкотемпературной пластической 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. Пустовалов В.В. Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах//ФНТ. - 2008. - Т.34, №9. - С.871-913.
4. Сарафанов Г.Ф. Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Коллективные процессы в ансамбле дислокаций и фрагментация металлов при пластической деформации. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2017. – 192с.
5. Малыгин Г.А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов// УФН. - 1999. - Т.169, Вып.9. - С.979-1010.
6. Sarafanov G.F. Screening of the elastic field in a dislocation ensemble// Physics of the solid state. - 1997. - Т. 39, № 9. - С. 1403-1406.
7. Малыгин Г.А. Самоорганизация дислокаций и локализация скольжения в пластически деформируемых кристаллах// ФТТ. – 1995. - т.37, вып.1. - С.3-42.
8. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. - М.: Атомиздат,1972. -599с.
9. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. - М.: Наука, 1971. - 512с.

Дата поступления: 12 ноября 2018 г.