УДК 539.4 DOI: 10.32326/1814-9146-2021-83-2-198-206

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ДИСЛОКАЦИОННОМ АНСАМБЛЕ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ*

© 2021 г. **Сарафанов Г.Ф.**

Институт проблем машиностроения РАН – филиал Федерального исследовательского центра «Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Российская Федерация

gf.sarafanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.05.2021

Рассмотрена задача, связанная с развитием неустойчивости однородного состояния в ансамбле параллельных винтовых дислокаций при пластической деформации металлов. Исследование развития неустойчивости и структурообразования в ансамбле дислокаций проводится на основе метода, развитого для заряженных частиц в плазме и связанного с корреляционным взаимодействием электронов и положительно заряженных ионов. Ансамбль винтовых дислокаций представляется как плазмоподобная среда с противоположными дислокационными зарядами (роль дислокационных зарядов играют дислокации, обладающие положительным и отрицательным направлением их вектора Бюргерса). Суммарный дислокационный заряд дислокационного ансамбля в силу закона сохранения вектора Бюргерса равен нулю. В этом случае происходит «обрезание» упругого поля дислокаций. Поле напряжений отдельной дислокации экранируется равномерно распределенным дислокационным «фоном» и характеризуется некоторым эффективным потенциалом. Установлено, что на дальних расстояниях он спадает экспоненциально. Поэтому величину, стоящую в аргументе спадающего потенциала, можно рассматривать как радиус экранирования упругого поля дислокаций. Показано, что радиус экранирования равен радиусу корреляции, это позволяет построить двухчастичную корреляционную функцию и найти энергию корреляционного взаимодействия дислокаций. Сформулирована система кинетических уравнений для дислокационного ансамбля с учетом упругого и корреляционного взаимодействий дислокаций, а также процессов их генерации и аннигиляции. Установлен критерий неустойчивости однородного распределения дислокаций для сформулированной системы уравнений и найдены условия его выполнения. В рамках линейного анализа показано, что при учете одной системы скольжения винтовых дислокаций в момент возникновения неустойчивости формируется одномерно-периодическая дислокационная диссипативная структура, а при учете множественного скольжения появляются решения в виде различных вариантов многогранных решеток (ячеистых структур). Установлено, что зависимость

* Выполнено в рамках государственного задания ИПФ РАН на проведение фундаментальных научных исследований на 2021–2023 гг. по теме № 0030-2021-0025.

характерного размера ячеистой структуры от плотности дислокаций совпадает с экспериментальной зависимостью как качественно, так и количественно.

Показано, что зарождение пространственно неоднородных дислокационных структур, основанное на корреляционной неустойчивости, зависит в основном от особенностей упругого взаимодействия дислокаций и некритично к выбору механизмов их кинетики (то есть механизмов генерации, аннигиляции и стока дислокаций).

Ключевые слова: дислокационный ансамбль, винтовые дислокации, радиус экранирования, корреляционная неустойчивость, ячеистая структура.

Введение

Одной из фундаментальных проблем физического металловедения является объяснение наблюдающихся на опыте сложных закономерностей возникновения и развития дислокационных структур, формирующихся при пластической деформации материала [1, 2].

Деформируемый кристалл представляет собой сложную динамическую систему, в которой под воздействием внешней нагрузки материал переводится в состояние, далекое от термодинамического равновесия [3, 4]. Это приводит к развитию в системе диссипативных неустойчивостей, приводящих к образованию различного рода неоднородных дефектных структур, в том числе дислокационных [5].

По-видимому, впервые на эти особенности процесса пластической деформации было обращено внимание в статьях [6, 7], где на основе некоторых модельных уравнений диффузионного типа для плотности дислокаций была описана неустойчивость Тьюринга, а также ее развитие, приводящее к возникновению ячеистой дислокационной структуры [8–10].

В большинстве перечисленных публикаций основной акцент делался на рассмотрение эволюции суммарной плотности дислокаций и неявно предполагалось, что пространственное распределение дислокационного заряда однородно и равно нулю. Это приводило к тому, что роль поляризационных эффектов в эволюции дислокационного ансамбля учитывалась недостаточно. Между тем поляризационные эффекты обусловливают развитие в дислокационном ансамбле явлений, характерных для системы заряженных частиц. Одно из наиболее существенных таких явлений – эффект экранирования упругого поля дислокаций [11, 12]. Как известно из физики плазмоподобных сред, экранирование дальнодействующего поля приводит к эффективному (корреляционному) взаимодействию порождающих это поле частиц [13] и обусловливает расслоение однородного состояния системы и возникновение структур [14].

В настоящей статье на основе сформулированных кинетических уравнений для дислокационного ансамбля с учетом упругого и корреляционного взаимодействия дислокаций, а также процессов их генерации и аннигиляции рассмотрена неустойчивость однородного состояния в системе винтовых дислокаций.

1. Эволюционные уравнения динамики дислокаций

Система самосогласованных уравнений, описывающая нелинейную динамику ансамбля дислокаций, характеризуемых плотностью $\rho_a(\mathbf{r}, t)$, может быть представлена в виде [11]:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \mathrm{div} \rho_a \mathbf{v}_a = F_a(\rho_a), \tag{1}$$

$$\mathbf{v}_a(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}_a + \hat{M} \mathbf{f}_a(\mathbf{r}, t), \tag{2}$$

$$\mathbf{f}_a(\mathbf{r}, t) = -\sum_c \int \rho_c(\mathbf{r}') \nabla W_{ac}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \tag{3}$$

$$W_{ac}(\mathbf{r}) = b_a \varphi_c(\mathbf{r}), \quad \varphi_c(\mathbf{r}) = -\frac{G b_c}{2\pi} \ln \frac{r}{R_c}. \tag{4}$$

Здесь и далее в интегралах типа (3) интегрирование проводится по сечению цилиндрического образца S; $\mathbf{v}_a(\mathbf{r}, t)$ – средняя скорость дислокаций; $\mathbf{V}_a$ – постоянная составляющая скорости дислокаций, обусловленная напряжением течения σ_e в плоскости скольжения; $\mathbf{f}_a$ – сила, действующая на единицу длины дислокации со стороны системы дислокаций; $\hat{M}$ – тензор подвижности дислокаций, определяющий подвижность дислокаций в плоскостях скольжения; a – индекс, принимающий значения «+» и «–», которые соответствуют направлениям вектора Бюргерса дислокации $\mathbf{b}$ по отношению к $\mathbf{l}$ ($\mathbf{l}$ – единичный вектор, касательный к линии дислокации); $F_a(\rho_a)$ – нелинейные функции, определяемые спецификой кинетических механизмов дислокационных реакций; $W_{ac}(\mathbf{r})$ – энергия упругого взаимодействия двух винтовых дислокаций на единицу длины; $\varphi_c(\mathbf{r})$ – потенциал поля напряжений отдельной дислокации на единицу длины; r – расстояние между дислокациями; G – модуль сдвига; R_c – внешний радиус экранирования (например, размер кристалла) [15].

Тогда силу $\mathbf{f}_a$ можно представить в форме

$$\mathbf{f}_a(\mathbf{r}, t) = -b_a \nabla \varphi(\mathbf{r}, t), \tag{5}$$

где

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = -\sum_a \int \rho_a(\mathbf{r}', t) \frac{G b_a}{2\pi} \ln \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{R_c} d\mathbf{r}'.$$

Примем во внимание, что на плоскости $\Delta \ln(r/R_c) = 2\pi\delta(\mathbf{r})$ (Δ – двумерный лапласиан, $\delta(\mathbf{r})$ – дельта-функция) [15]. Тогда, учитывая свойства $\delta(\mathbf{r})$, получим

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}, t) = -G \sum_a b_a \rho_a(\mathbf{r}, t). \tag{6}$$

Система уравнений (1)–(4) допускает стационарное однородное решение $\rho_a = \rho_{0a}$, определяемое из условия $F_a(\rho_a) = 0$. Суммарный дислокационный заряд дислокационного ансамбля в этом случае в силу закона сохранения вектора Бюргерса равен нулю, поэтому равно нулю и его среднее значение $\sum_a b_a \rho_{0a} = 0$, которое является условием нейтральности дислокационного ансамбля относительно его дислокационного заряда. В этом случае, как было отмечено [3, 16], должно иметь место «обрезание» упругого поля дислокаций. Поле напряжений отдельной дислокации экранируется равномерно распределенным дислокационным «фоном» и характеризуется некоторым эффективным потенциалом $\varphi^{\mathrm{eff}}(\mathbf{r})$ для винтовых дислокаций и эффективной функцией напряжений Эйри $\psi^{\mathrm{eff}}(\mathbf{r})$ для краевых [17].

Для потенциала $\varphi^{\mathrm{eff}}(\mathbf{r})$ получено выражение [12]:

$$\varphi_c^{\mathrm{eff}}(\mathbf{r}) = \frac{G b_c}{2\pi} K_0\left(\frac{r}{r_d}\right). \tag{7}$$

Здесь $K_0(r/r_d)$ – функция Макдональда нулевого порядка, которая при $r >> r_d$ спадает экспоненциально [18], поэтому величину $r_d^{-2} = Gb^2\rho_0/T_{\text{ext}}$ можно рассматривать как радиус экранирования упругого поля дислокаций; $T_{\text{ext}} = \tau_{\text{rel}}V^2/M = b\sigma_e\overline{L}$ – работа по перемещению дислокации на единицу длины в поле внешнего напряжения σ_e, которая играет роль внешнего параметра, контролирующего процессы релаксации дислокационного ансамбля к стационарному состоянию за характерное время τ_{rel}; $\overline{L} = V\tau_{\text{rel}}$ – длина свободного пробега дислокации; $V = Mb\sigma_e$ и M – соответственно скорость и подвижность в заданной системе скольжения.

Условие нейтральности $\sum_a b_a\rho_{0a} = 0$ приводит к тому, что средняя энергия упругого взаимодействия дислокаций при их равномерном распределении равна нулю. Поправки к нулевому значению возникают при учете корреляции между положениями различных дислокаций. Среднее значение энергии (на единицу длины), обусловленное корреляционным взаимодействием, может быть найдено по общей формуле [13]

$$\overline{U} = \frac{1}{2}\sum_{a,c}\rho_{0a}\rho_{0c}\iint_{SS} W_{ac}(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)f_{ac}(\mathbf{r},\mathbf{r}')d\mathbf{r}d\mathbf{r}', \qquad (8)$$

где f_{ac} – двухчастичная функция распределения, требующая определения; S – сечение цилиндра, в котором сосредоточены дислокации.

На конечных расстояниях $f_{ac}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ должна обеспечивать корреляцию частиц, поэтому ввиду изотропии эффективного взаимодействия дислокаций можно предположить $f_{ac}(r) = 1 + g_{ac}(r)$, где g_{ac} – парная корреляционная функция. Функцию g_{ac} (следуя логике [13]) выберем в виде

$$g_{ac}(r) = -\frac{b_a\varphi_c^{\text{eff}}(\mathbf{r})}{T_{\text{ext}}} = -\frac{Gb_ab_c}{2\pi T_{\text{ext}}}K_0\left(\frac{r}{r_d}\right). \qquad (9)$$

Выражение (9) обеспечивает корреляцию дислокаций на расстоянии $r_{\text{corr}} = r_d$.

Для вычисления энергии $\overline{U}$ достаточно подставить (9) в (8), поскольку ввиду условия нейтральности первое слагаемое в выражении для $f_{ac}(r)$ не дает вклада. Переходя к интегрированию по относительным координатам двух дислокаций, с использованием [13] находим

$$\overline{U} = \frac{S}{2}\sum_{a,c}\rho_{0a}\rho_{0c}\int_0^\infty \frac{Gb_ab_c}{2\pi}\ln\frac{r}{R_c}\frac{Gb_ab_c}{T_{ext}}K_0\left(\frac{r}{r_d}\right)r\,dr = -N\frac{Gb^2}{4\pi}\ln\frac{R_c}{r_d}, \qquad (10)$$

где N – полное число движущихся дислокаций в кристалле.

В расчете на две дислокации энергия корреляционного взаимодействия, как следует из (10), равна $W_{\text{corr}} = -(Gb^2/2\pi)\ln(R_c/r_d)$. Нетрудно заметить, что корреляционное взаимодействие обеспечивает эффективное притяжение дислокаций независимо от направления их векторов Бюргерса.

Используя найденное выражение для двухчастичной корреляционной функции, можно определить поток дислокаций, обусловленный их корреляционным взаимодействием:

$$\mathbf{J}_a^{\text{corr}}(\mathbf{r}) = -\hat{M}\rho_a(\mathbf{r})\sum_c\int\rho_c(\mathbf{r}')g_{ac}(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)\frac{\partial W_{ac}(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{\partial\mathbf{r}}d\mathbf{r}',$$

с учетом граничных условий [17] имеем

$$\mathbf{J}_a^{\text{corr}}(\mathbf{r}) = -\hat{M}\rho_a(\mathbf{r})\nabla\sum_c\int\rho_c(\mathbf{r}')g_{ac}(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)W_{ac}(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)d\mathbf{r}'. \qquad (11)$$

2. Неустойчивость однородного состояния

Эволюционные уравнения с учетом (11) для ансамбля винтовых дислокаций принимают вид:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\mathbf{J}_a + \mathbf{J}_a^{\text{corr}}\right) = F_a(\rho_a), \tag{12}$$

$$\mathbf{J}_a(\mathbf{r},t) = \rho_a(\mathbf{r},t)\mathbf{V}_a - \rho_a(\mathbf{r},t)\hat{M}b_a\nabla\varphi(\mathbf{r},t), \tag{13}$$

$$\Delta\varphi(\mathbf{r},t) = -G\sum_a b_a\rho_a(\mathbf{r},t). \tag{14}$$

Здесь в правой части уравнения (12), отвечающей за кинетические процессы генерации и аннигиляции дислокаций, учтено, что при генерации дислокаций посредством механизма двойного поперечного скольжения возможна поперечная диффузия дислокаций, связанная с этим механизмом [10].

Далее будем полагать, что в динамике ансамбля дислокаций участвуют винтовые дислокации с векторами Бюргерса разных знаков ($b_a = \pm b$), движущиеся под действием внешнего напряжения σ_e в направлении оси $0x$ (под действием внутренних напряжений дислокации могут перемещаться также в поперечной плоскости). Поскольку подвижность винтовых дислокаций в направлениях по x и y одинакова, то тензор подвижности $\hat{M}$ в уравнениях можно заменить скаляром.

Введем новые переменные $\rho = \rho_+ + \rho_-$ и $I = \rho_+ - \rho_-$, определяющие, соответственно, суммарную и избыточную плотности дислокаций. В этих переменных система (12)–(14) будет иметь вид:

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r},t)}{\partial t} + V\,\frac{\partial I(\mathbf{r},t)}{\partial x} + M\nabla\left[\rho(\mathbf{r},t)\nabla\int\rho(\mathbf{r}',t)\mathrm{G}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')d\mathbf{r}'\right] = F(\rho, I), \tag{15}$$

$$\frac{\partial I(\mathbf{r},t)}{\partial t} + V\,\frac{\partial \rho(\mathbf{r},t)}{\partial x} - Mb\nabla[\rho(\mathbf{r},t)\nabla\varphi(\mathbf{r},t)] = 0, \tag{16}$$

$$\Delta\varphi(\mathbf{r},t) = -GbI(\mathbf{r},t), \tag{17}$$

где $\mathrm{G}(\mathbf{r}) = g_{ac}(|\mathbf{r}|)W_{ac}(|\mathbf{r}|)$ – функция Грина [17].

Ввиду того, что энергия корреляционного взаимодействия (10) является отрицательной величиной, должно иметь место эффективное притяжение дислокаций. Это, в свою очередь, должно порождать расслоение однородного распределения дислокаций и поляризацию дислокационной структуры. Обоснование этого положения проведем, установив критерий неустойчивости однородного состояния в рамках полученной системы уравнений (15)–(17).

Критерий неустойчивости будем искать, используя первый метод Ляпунова [11], основанный на линеаризации исходных нелинейных уравнений в окрестности состояния равновесия $\rho = \rho_0$, $I = 0$, которое находим из условия равенства нулю правой части этой системы.

Линеаризуя (15)–(17) в окрестности однородного решения, получим:

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(VI(\mathbf{r},t) - M\rho_0\frac{\partial}{\partial x}\int\rho(\mathbf{r}',t)\mathrm{G}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')d\mathbf{r}'\right) = -\frac{\rho(\mathbf{r},t)-\rho_0}{\tau}, \tag{18}$$

$$\frac{\partial I(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(V\rho(\mathbf{r},t) - Mb\rho_0\frac{\partial \varphi(\mathbf{r},t)}{\partial x}\right) = 0, \tag{19}$$

$$\Delta\varphi(\mathbf{r},t) = -GbI(\mathbf{r},t), \qquad (20)$$

где τ – время релаксации к стационарному состоянию ρ_0, определяемое спецификой кинетики дислокационных реакций.

Из уравнений (18)–(20) находим для Фурье-гармоник ($\propto \exp\{\lambda t - i\mathbf{kr}\}$) систему, откуда получаем характеристическое уравнение

$$\lambda + \frac{k_x^2 V^2}{\lambda + Mb^2 G\rho_0 k_x^2/k^2} - MGb^2 k_x^2 \frac{\ln(1+k^2 r_d^2)}{4\pi k^2 r_d^2} + \frac{1}{\tau} = 0, \qquad (21)$$

из которого определяем условие неустойчивости (Re $\{\lambda\} > 0$, Im $\{\lambda\} = 0$):

$$L(k^2) = -\frac{\eta}{4\pi}\ln\left(1+k^2 r_d^2\right) + \left(1+\frac{k_y^2}{k_x^2}\right)\left(1+k^2 r_d^2\right) < 0, \qquad (22)$$

где $\eta = \overline{L}^2/\left(\rho_0 r_d^4\right)$ – единственный управляющий бифуркационный параметр.

Из анализа (22) непосредственно следует, что при непрерывном увеличении параметра η неустойчивость возникает в точке $\eta = \eta_c = 4\pi e$ при значении волнового вектора $\mathbf{k} = \{k_x, k_y\} = \{k_c, 0\}$, где $k_c = \sqrt{e-1}/r_d$.

Заключение

Критерием неустойчивости однородного распределения дислокаций является выполнение условия $\eta > \eta_c = 4\pi e$ или

$$\rho > \rho_c = \frac{4\pi e}{b^2}\left(\frac{\sigma_e}{G}\right)^2. \qquad (23)$$

В момент возникновения неустойчивости формируется одномерно-периодическая (так как $k_y = 0$) дислокационная структура с характерным пространственным масштабом $L_c = 2\pi/k_c \approx 7\rho_0^{-1/2}$. По мере увеличения параметра η в системе появляются неустойчивые гармоники с $k_y \neq 0$. Однако инкремент неустойчивости этих мод меньше, чем основной неустойчивой моды с волновым вектором в окрестности k_c (при $k_y = 0$). Поэтому для дислокаций одной системы скольжения возникновение более сложных пространственных структур оказывается нереализуемым.

При этом необходимо учесть такие факторы, которые бы позволили получать решения более сложного вида. Наиболее естественным выглядит учет множественного скольжения в ансамбле дислокаций. В этом случае система уравнений (15)–(17) в окрестности точки бифуркации преобразуется к виду

$$\frac{\partial\rho(\mathbf{r},t)}{\partial t} - D_f\nabla^2\rho(\mathbf{r},t) + M\nabla\left[\rho(\mathbf{r},t)\nabla\int\rho(\mathbf{r}',t)\,\mathrm{G}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')d\mathbf{r}'\right] = F(\rho), \qquad (24)$$

$$I(\mathbf{r},t) = -\frac{\overline{r}}{\eta_c}\nabla\rho(\mathbf{r},t), \qquad (25)$$

где $D_f = \overline{r}V/\eta_c$ – эффективный коэффициент диффузии.

Тогда можно показать, что система уравнений (24), (25) при значении волнового вектора $|\mathbf{k}| = k_c = \sqrt{e-1}/r_d$ допускает решения в виде различных вариантов многогранных решеток (ячеистых структур). Соответственно критерием возникновения неоднородной ячеистой структуры является достижение критической плотности (23). При типичных значениях параметров системы ($b = 3\cdot10^{-8}$ см, $\sigma_e/G =$

$= 3 \cdot 10^{-4}$) критической плотности дислокаций соответствует величина $\rho_c \approx 1{,}5 \cdot 10^9$ см$^{-2}$, совпадающая по порядку величины с экспериментальным значением плотности дислокаций зарождения дислокационных структур ячеистого типа [4, 19].

Зависимость характерного размера ячеистой структуры от плотности дислокаций совпадает с экспериментальной зависимостью как качественно, так и количественно [20]. В этой статье получен коэффициент пропоциональности K между размером ячеек d и величиной $\rho^{-1/2}$ для различных металлов: $K = 2$–16. Заметим, что если подставить d в другую экспериментальную зависимость $\sigma_e \propto C/d$ (где C – некоторая постоянная), то получается универсальная зависимость $\sigma \propto \sqrt{\rho}$, часто принимаемая при различных оценках как априорный момент теории.

В заключение отметим, что, как следует из полученных результатов, зарождение пространственно неоднородных дислокационных структур, основанное на корреляционной неустойчивости, зависит в основном от особенностей упругого взаимодействия дислокаций и некритично к выбору механизмов их кинетики.

Список литературы

1. Estrin Y., Kubin L.P. Micro- and macroscopic aspects of unstable plastic flow. *Phase Transform*. London – New York, 2006. P. 185–202.

2. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 220 с.

3. Friedel J. *Dislocations*. Oxford: Pergamon Press, 1964. 512 p.

4. Seefeldt M. Disclinations in large-strain plastic deformation and work-hardening. *Reviews on Advanced Materials Science*. 2001. No 2. P. 44–79.

5. Walgraef D., Aifantis E.C. On the formation and stability of dislocation patterns. I. One dimansional considiration. *International Journal of Engineering Science*. 1985. Vol. 23. No 12. P. 1351–1358.

6. Walgraef D., Aifantis E.C. On the formation and stability of dislocation patterns. II. Two dimansional considirations. *International Journal of Engineering Science*. 1985. Vol. 23. No 12. P. 1359–1364.

7. Walgraef D., Aifantis E.C. On the formation and stability of dislocation patterns. III. Three dimansional considirations. *International Journal of Engineering Science*. 1985. Vol. 23. No 12. P. 1365–1370.

8. Kratochvil J. Dislocation pattern formation in metals. *Revue de Physique Appliquee*. 1988. Vol. 23. No 4. P. 419–429. DOI: 10.1051/rphysap:01988002304041900.

9. Kratochvil J. Derivation of Mughrabi's cellular structure model from synergetics of dislocation. *Scripta Metallurgica et Materialia.* 1990. Vol. 24. Iss. 5. P. 891–894. https://doi.org/10.1016/0956-716X(90)90131-Y.

10. Малыгин Г.А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов. *УФН*. 1999. Т. 169. Вып. 9. С. 979–1010. DOI: 10.3367/UFNr.0169.199909c.0979.

11. Сарафанов Г.Ф., Максимов И.Л. Эффекты самосогласованной динамики ансамбля винтовых дислокаций при пластической деформации кристаллов. *ФТТ*. 1997. Т. 39. №6. С. 1066–1071.

12. Сарафанов Г.Ф. Экранирование упругого поля в ансамбле дислокаций. *ФТТ*. 1997. Т. 39. №9. С. 1575–1579.

13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика*. М.: Наука, 1976. 584 с.

14. Mareev E.A., Sarafanov G.F. On spatial structures formation in dusty plasmas. *Physics of Plasmas*. 1998. Vol. 5. No 5. P. 1563–1565. DOI: 10.1063/1.873097.

15. Hirth J.P., Lothe J. *Theory of Dislocatons*. New York: McGraw-Hill, 1968. 780 p.

16. Cotrell A.H. *Dislocations and Plastic Flow in Cryctals*. London: Oxford Univ. Press, 1953. 223 p.

17. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. Релаксация упругого поля кристалла в процессе формирования субграниц при пластической деформации. *Деформация и разрушение материалов*. 2017. №1. С. 2–5.

18. Swift J.S., Hohenberg P.C. Hydrodvnamic fluctuation at the convective instability. *Physical Review A*. 1977. Vol. 15. No 1. P. 319–328. DOI: 10.1103/PhysRevA.15.319.

19. Zisman A.A., Rybin V.V. Basic configurations of interfacial and junction defects induced in a polycrystal by deformation of grains. *Acta Materialia*. 1996. Vol. 44. Iss. 1. P. 403–407. https://doi.org/10.1016/1359-6454(95)00155-8.

20. Staker M.R., Holt D.L. The dislocation cell size and dislocation density in copper deformed at temperatures between 25 and 700 °C. *Acta Metallurgica*. 1972. Vol. 20. No 4. P. 569–580.

References

1. Estrin Y., Kubin L.P. Micro- and macroscopic aspects of unstable plastic flow. *Phase Transform*. London. New York. 2006. P. 185–202.

2. Kosevich A.M. *Dislokatsii v teorii uprugosti* [*Dislocations in the Theory of Elasticity*]. Kiev: Naukova dumka Publ. 1978. 220 p. (In Russian).

3. Friedel J. *Dislocations*. Oxford. Pergamon Press. 1964. 512 p.

4. Seefeldt M. Disclinations in large-strain plastic deformation and work-hardening. *Rev. Adv. Mater. Sci.* 2001. No 2. P. 44–79.

5. Walgraef D., Aifantis E.C. On the formation and stability of dislocation patterns. I. One dimansional considiration. *Intern. J. Eng. Sci.* 1985. Vol. 23. No 12. P. 1351–1358.

6. Walgraef D., Aifantis E.C. On the formation and stability of dislocation patterns. II. Two dimansional considirations. *Intern. J. Eng. Sci*. 1985. Vol. 23. No 12. P. 1359–1364.

7. Walgraef D., Aifantis E.C. On the formation and stability of dislocation patterns. III. Three dimansional considirations. *Intern. J. Eng. Sci.* 1985. Vol. 23. No 12. P. 1365–1370.

8. Kratochvil J. Dislocation pattern formation in metals. *Rev. Phys.Applique*. 1988. Vol. 23. No 4. P. 419–429. DOI: 10.1051/rphysap:01988002304041900.

9. Kratochvil J. Derivation of Mughrabi's cellular structure model from synergetics of dislocation. *Scripta Metall Mater*. 1990. Vol. 24. Iss. 5. P. 891–894. https://doi.org/10.1016/0956-716X(90)90131-Y.

10. Malygin G.A. Dislocation self-organization processes and crystal plasticity. *Physics – Uspekhi*. 1999. Vol. 42. No 9. P. 887–916. DOI: 10.1070/PU1999v042n09ABEH000563.

11. Sarafanov G.F., Maksimov I.L. Self-consistent dynamics of an ensemble of screw dislocations during plastic deformation of crystals. *Physics of the Solid State.* 1997. Vol. 39. No 6. P. 957–961. DOI: 10.1134/1.1130007.

12. Sarafanov G.F. Screening of the elastic field in a dislocation ensemble. *Physics of the Solid State*. 1997. Vol. 39. No 9. P. 1403–1406. DOI: 10.1134/1.1130087.

13. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Statistical Physics*. London. Elsevier. 1969. 544 p.

14. Mareev E.A., Sarafanov G.F. On spatial structures formation in dusty plasmas. *Physics of Plasmas*. 1998. Vol. 5. No 5. P. 1563–1565. DOI: 10.1063/1.873097.

15. Hirth J.P., Lothe J. *Theory of Dislocatons*. New York. McGraw-Hill. 1968. 780 p.

16. Cotrell A.H. *Dislocations and Plastic Flow in Cryctals*. London. Oxford Univ. Press. 1953. 223 p.

17. Sarafanov G.F., Perevezentsev V.N. Relaxation of the elastic field of a crystal during the subgrain boundary formation induced by plastic deformation. *Russian Metallurgy* (*Metally*). 2017. Vol. 2017. No 10. P. 775–778. DOI:10.1134/S0036029517100196.

18. Swift J.S., Hohenberg P.C. Hydrodvnamic fluctuation at the convective instability. *Phys. Rev. A*. 1977. Vol. 15. No 1. P. 319–328. DOI: 10.1103/PhysRevA.15.319.

19. Zisman A.A., Rybin V.V. Basic configurations of interfacial and junction defects induced in a polycrystal by deformation of grains. *Acta Mater.* 1996. Vol. 44. Iss. 1. P. 403–407. https://doi.org/10.1016/1359-6454(95)00155-8.

20. Staker M.R., Holt D.L. The dislocation cell size and dislocation density in copper deformed at temperatures between 25 and 700 °C. *Acta Metall*. 1972. Vol. 20. No 4. P. 569–580.

INSTABILITY IN A DISLOCATION ENSEMBLE AT PLASTIC DEFORMATION IN METALS

Sarafanov G.F.

Mechanical Engineering Research Institute of the Russian Academy of Sciences – Branch of Federal Research Center "Institute of Applied Physics of the RAS", Nizhny Novgorod, Russian Federation

A problem related to the development of instability of a homogeneous state in an ensemble of screw dislocations under plastic deformation of metals is considered . The study of the development of instability and structure formation in the dislocation ensemble is carried out on the basis of the method developed for charged particles in plasma and associated with the correlation interaction of electrons and positively charged ions. Accordingly, the screw dislocation ensemble is represented as a system of dislocations with an opposite Burgers vector, i.e., as a plasma-like medium with opposite dislocation charges. The total dislocation charge of the dislocation ensemble is equal to zero due to the law of conservation of the Burgers vector. In this situation, the elastic field of dislocations is "cut off". The stress field of a single dislocation is shielded by a uniformly distributed dislocation "background" and is characterized by a certain effective potential. It is found that at long distances it decreases exponentially. Therefore, the value in the argument of the falling potential can be considered as the radius of screening of the elastic field of dislocations. It is shown that the screening radius is equal to the correlation radius, which makes it possible to construct a two-particle correlation function and find the energy of the correlation interaction of dislocations. A system of kinetic equations for a dislocation ensemble is formulated, taking into account the elastic and correlation interaction of dislocations, as well as the processes of their generation and annihilation. The criterion of instability of the homogeneous distribution of dislocations for the formulated system of equations is established. The instability criterion is met under the condition that the dislocation density exceeds a certain critical value that depends on the square of the flow stress and material constants (such as the Burgers vector modulus and shear modulus, as well as indirectly, the packing defect energy). In the framework of linear analysis, it is shown that when one system of sliding screw dislocations is taken into account, a one – dimensional periodic dislocation dissipative structure is formed at the moment of instability occurrence, and when multiple sliding is taken into account, solutions appear in the form of various variants of polyhedral lattices (cellular structures). It is established that the characteristic size of the cellular structure coincides with the experimental dependence both qualitatively and quantitatively (the cell size is proportional to the square root of the dislocation density, and the proportionality coefficient is about ten). It is shown that the origin of spatially inhomogeneous dislocation structures, based on correlation instability, depends mainly on the features of the elastic interaction of dislocations and is not critical to the choice of the mechanisms of their kinetics (i.e., the mechanisms of generation, annihilation, and runoff of dislocations).

Keywords: dislocation ensemble, screw dislocations, screening radius, correlation instability, cellular structure.