

УДК 539.52:548.4

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ РАЗОРИЕНТИРОВАННОЙ РОМБИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙСТОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

© Георгий Федорович Сарафанов

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

Аннотация. На основе сформулированной системы эволюционных уравнений для ансамбля дислокаций проведено теоретическое исследование механизмов формирования ячеистой ромбической структуры и образования в границах ячеек больших разориентировок путем эволюционного накопления в границах дислокационных зарядов.

Ключевые слова: дислокационный ансамбль, ячеистая ромбическая структура, накопление дислокационных зарядов в границах ячеек, сильно разориентированные ячейки.

THE MECHANISM OF FORMATION OF MISORIENTATION RHOMBIC CELL STRUCTURE AT PLASTIC DEFORMATION

© G.F. Sarafanov

Mechanical Engineering Research Institute of RAS, Nizhny Novgorod, Russia
gf.sarafanov@yandex.ru

Abstract. Based on the proposed system of evolution equations for the ensemble of dislocations, a theoretical study of mechanisms of formation of rhombic wire mesh structures and formations within the boundaries of the cells of large misorientation by evolutionary accumulation within the boundaries of the dislocation charges.

Key words: dislocation ensemble, rhombic cell structure, the accumulation of dislocation charges in the cell boundary, pronounced misorientation cell.

На основе сформулированной системы эволюционных уравнений для ансамбля винтовых и краевых дислокаций (при учете их множественного скольжения) получены нелинейные определяющие уравнения с корреляционным потоком в форме Кана-Хильярда [1,2]. В указанном приближении уравнения для суммарной плотности $\rho = \rho_+ + \rho_-$ имеют следующий вид [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{r_d^2}{\gamma \tau_{rel}} \Delta \rho + \frac{\eta r_d^2}{4\pi \rho_0 \tau_{rel}} \nabla \left[\rho (\kappa + r_d^2 \Delta / 2) \nabla \rho \right] = F(\rho), \quad (1)$$

где $\kappa = 1$ для ансамбля винтовых дислокаций и $\kappa = 2$ - для краевых, τ_{rel} - время релаксации дислокационного ансамбля к стационарному состоянию ρ_0 , r_d — радиус экранирования

упругого поля дислокаций, который при типичных значениях параметров деформируемого кристалла ($\rho = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $\sigma_e = 3 \cdot 10^{-3} G$, $b = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$), оказывается равным $r_d \sim 10^{-5} \text{ см}$ [9], функция $F(\rho)$ определяет кинетические процессы генерации, аннигиляции и стока дислокаций, $\eta = L^2 / \rho_0 r_d^4$ — управляющий параметр ($L = V \tau_{rel}$ — длина свободного пробега, V — дрейфовая скорость дислокаций).

Решение для избыточной плотности $I = \rho_+ - \rho_-$ находится по полученному из (1) решению для $\rho(r, t)$ согласно [2].

На их основе (1) исследована возможность [2] расслоения однородного распределения дислокаций ($\rho_+ = \rho_- = \rho_0/2$). Проведенный анализ показал, что критерием неустойчивости однородного распределения дислокаций является выполнение условия $\eta > \eta_c = 4\pi e$ или

$$\rho_0 > \rho_c = (e/\pi)(\sigma_e/Db)^2, \quad (2)$$

где $D = G/2\pi$ для ансамбля винтовых и $D = G/2\pi(1 - \nu)$ краевых дислокаций.

При превышении этой плотности происходит расслоение однородного распределения дислокаций и формирование ячеистой структуры. При типичных значениях параметров системы ($b = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $\sigma_e/G = 3 \cdot 10^{-4}$, $\nu = 1/3$) критической плотности дислокаций соответствует величина для ансамбля краевых дислокаций, совпадающая по порядку величины с экспериментальным значением плотности дислокаций зарождения дислокационных структур ячеистого типа [3-6].

Критерий (2), несмотря на свою достаточно простую форму, содержит две структурные величины (плотность дислокаций ρ и напряжение течения σ_e), которые зависят от совокупности других параметров деформируемого кристалла. При этом, однако, возникает необходимость установления связи ρ и σ_e с этими параметрами.

Например, хорошо известно [7], что возникновение ячеистой структуры коррелирует с величиной энергии дефекта упаковки γ дислокаций. При пластической деформации металлов и сплавов с низкой γ ячеистая структура формируется с трудом, или вообще не возникает. В металлах со средней энергией дефекта упаковки, например, в меди ($\gamma \approx 0,047 \text{ Дж/м}^2$) или алюминии ($\gamma \approx 0,160 \text{ Дж/м}^2$), формируется отчетливая ячеистая структура. Как известно, γ является физическим параметром в значительной степени определяющим строение ядра дислокации и возможность ее поперечного скольжения, а значит и ее подвижность. Зеегер для обоснования критического напряжения сдвига σ_e , связанного с эффектом поперечного скольжения [8], вывел следующую зависимость

$$\sigma_e \approx (G - 8\pi/\sqrt{2}\gamma), \quad (3)$$

откуда видна зависимость напряжения течения σ_e от энергии дефекта упаковки γ .

Важным моментом развития теории является установление возможной температурной зависимости формирования ячеистой структуры. Эту зависимость можно уставить, если известна зависимость напряжения течения от температуры $\sigma_e = \sigma_e(T)$, а плотность дислокаций связать с деформацией. Используя критерий (2) и известные экспериментальные зависимости, нетрудно показать, что ход кривой на диаграмме $T - \varepsilon$, отделяющей область возникновения ячеистой структуры, близок к той, что показано на диаграмме структурный

состояний [7], где показано, что с увеличением степени деформации возникновение ячеистой структуры происходит при меньшей температуре.

Рассмотрим на основе (2) особенности образующихся неоднородных дислокационных структур. Экспериментально установлено [8], что внешнее напряжение σ связано со средним размером ячеек d обратно пропорциональной зависимостью

$$\sigma = \sigma_0 + K_0/d, \quad (4)$$

где K_0 - некоторая постоянная, σ_0 - напряжение, учитывающее различные механизмы упрочнения. Кроме того, установлено, что размер ячеистой структуры d и плотность дислокаций ρ связаны соотношением

$$d = C \cdot \rho^{-1/2}, \quad (5)$$

где $C = 2 \div 16$ - константа [9]. Заметим, что если подставить (5) в (4), то получается универсальная зависимость $\sigma \approx \sqrt{\rho}$, часто принимаемая при различных оценках как априорный момент теории. Поэтому независимым оказывается лишь соотношение (5).

С позиций настоящей работы для периода ячеистой структуры как для ансамбля винтовых, так и краевых дислокаций, имеем единую формулу

$$L_c = 2 \sqrt{\frac{2\pi}{e(e-1)}} \cdot \rho_0^{-1/2} \sim 8,1 \cdot \rho_0^{-1/2}. \quad (6)$$

Таким образом, формула для характерного размера ячеистой структуры примет вид (5), где $C = [8\pi/\xi e(e-1)]^{1/2}$. На рис.1 показаны экспериментальные данные, связывающие размер наблюдаемых ячеек и измеренную плотность дислокаций. Жирной линией показана теоретическая зависимость при $\xi = 0,25$ (в этом случае $C \approx 8,2$), при которой наблюдается соответствие с экспериментально наблюдаемыми значениями размера неразориентированной ячеистой структуры для алюминия и никеля.

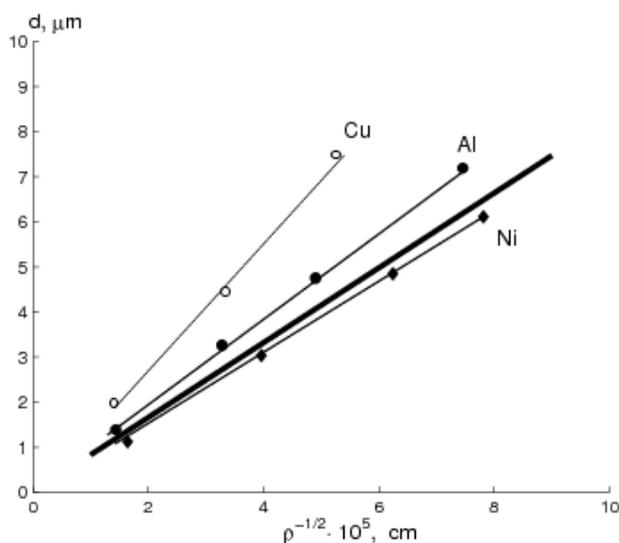


Рис. 1. Зависимость размера ячеек от плотности дислокаций [9]. Жирная линия соответствует теоретической зависимости (5) при $C = 8,2$.

Рассмотрим теперь формирование структуры ячеек с позиций настоящей работы. Согласно проведенному исследованию при достижении в кристалле критической степени деформации $\varepsilon_c = \varepsilon(\rho_c)$ в его объеме начинают нарастать флуктуации плотности дислокаций с характерным пространственным масштабом $d = L_c$, формируется ячеистая структура. Рассмотрим наиболее простой тип ячеистой структуры - ромбический.

На рис.2 показана ромбическая структура для суммарной $\rho(x, y)$, избыточной $I(x, y)$ плотности, а также для плотности положительных $\rho_+(x, y) = (\rho + I)/2$ и отрицательных $\rho_-(x, y) = (\rho - I)/2$ дислокаций, которая построена согласно решениям уравнения (3).

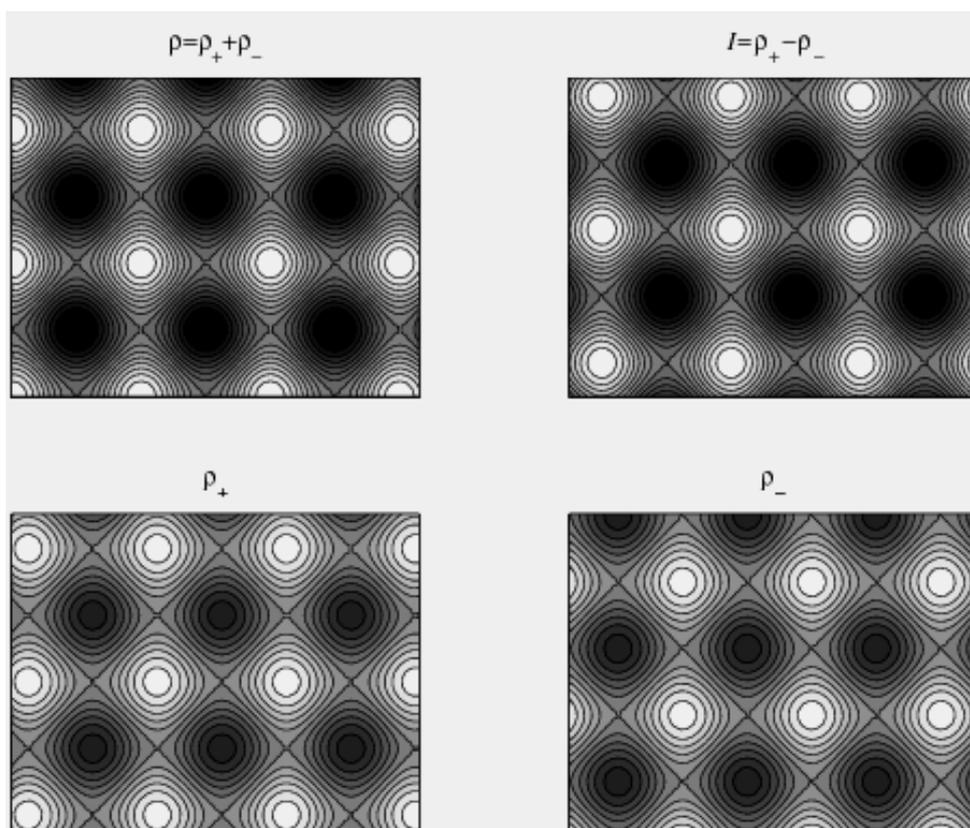


Рис. 2. Формирование ромбической ячеистой структуры согласно решениям уравнения (1). Приведены графики линий равного уровня для плотности положительных, отрицательных дислокаций и их суммарной и избыточной плотности.

Рассмотрим теперь распределение дислокационных зарядов в ячеистой структуре. На основе анализа решений уравнения (1) можно заметить, что независимо от степени отклонения от точки неустойчивости $\Delta\rho = \rho - \rho_c$ имеет место разделение дислокационных зарядов (положительных и отрицательных дислокаций) относительно максимума в распределении суммарной плотности дислокаций $\rho = \rho_+ + \rho_-$. Другими словами можно сказать, что области повышенной плотности дислокаций (стенки ячеек) образованы поляризованными дислокациями разных знаков (рис. 3). Это согласуется с экспериментальными наблюдениями субструктуры в дислокационных ячейках [10].

Подчеркнем, что рассматриваемые здесь ячеистые структуры являются сугубо

динамическими образованиями и при снятии нагрузки должны релаксировать к однородному распределению. В реальности происходит следующее. На определенном этапе эволюции динамической системы дислокации в областях своей повышенной плотности (в стенках ячеек) формируют равновесные образования (дипольные субграницы), которые при снятии нагрузки сохраняются. Фактически образуя дисклинационный квадруполь, дипольные субграницы вызывают аккомодационное скольжение в других системах скольжения и формируют новые стенки, снижая тем самым поля внутренних напряжений в окрестности ячейки.

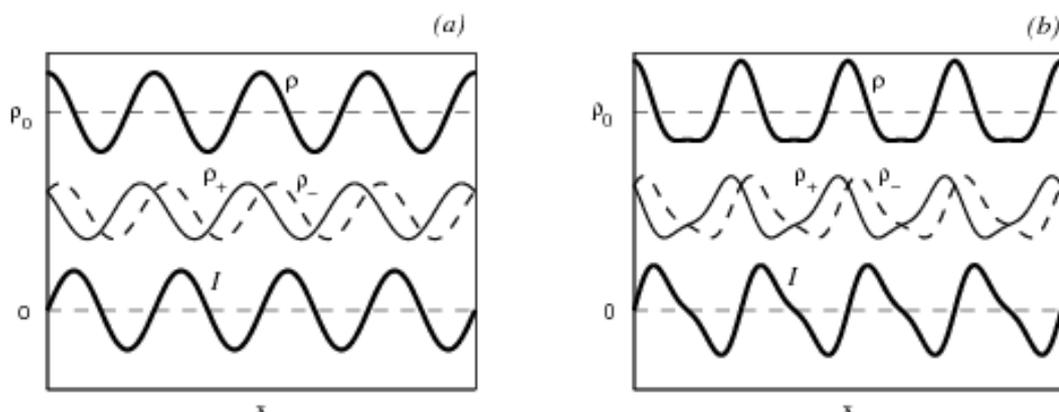


Рис.3. Пространственное распределение дислокаций для ромбической ячеистой структуры (а) - в момент возникновения структуры; (б) - после некоторой деформации.

Такое рассогласование с исходной кинетикой динамической структуры приводит к дополнительному притоку дислокаций в дипольные субграницы, повышая их разориентировку и, соответственно, дальнейшее аккомодационное скольжение. В итоге, мы имеем механизм поворота ячейки как целого непрерывным образом и возникновению разориентированных ячеек.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-03-06372 а).

Список литературы

1. Сарафанов Г.Ф. Экранирование упругого поля в ансамбле дислокаций // ФТТ. - 1997, т.39. вып.9, с.1575-1579.
2. Сарафанов Г.Ф. Корреляционные эффекты в ансамбле краевых дислокаций // ФТТ. -- 2008, т.50. вып.10, с.1793-1799.
3. Конева Н.А., Козлов Э.В. Физическая природа стадийности пластической деформации // Изв.вузов. Физика.- 1990, 2, с. 87-106.
4. Иванова В.С., Баланкин А.С., Бунин И.Ж. , Оксогоев А.А. Синергетика и фракталы в материаловедении.- М.:Наука,1994, -383с.
5. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.-М.: Металлургия, 1986. - 224с.
6. Рыбин В.В. Закономерности формирования мезоструктур в ходе развитой пластической деформации// Вопросы материаловедения, 2002, 1(29), с.11-33.
7. Трефилов В.И., Моисеев В.Ф., Печковский Э.П. и др. Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических материалов. - Киев: Наук. думка, 1987. - 245с.
8. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов.-М.: Мир, 1972. - 408с.
9. Staker M.R., Holt D.L. The dislocation cell size and dislocation density in copper deformed at

- temperatures between 25 and 700⁰ C// Acta metall. - 1972, vol.20, No.4, p. 569-580.
10. Козлов Э.В. Параметры мезоструктуры и механические свойства однофазных металлических материалов// Вопросы материаловедения, 2002, 1(29). С.50-69.

Дата поступления статьи: 28 октября 2016 года.