

УДК 539.374.1

DOI: 10.32326/1814-9146-2019-81-2-212-221

**К РАСЧЕТУ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ ОТ МЕЗОДЕФЕКТОВ,
НАКАПЛИВАЮЩИХСЯ НА ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА
ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ***

© 2019 г.

Кириков С.В., Перевезенцев В.Н.

*Институт проблем машиностроения РАН – филиал Федерального
исследовательского центра «Институт прикладной физики
Российской академии наук», Нижний Новгород, Российская Федерация*

ksv.kirikov@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.02.2019

Предложен новый метод расчета полей упругих напряжений от внутренних границ раздела (межзеренных и межфазных границ) пластически деформированных поликристаллов. В качестве элементарных источников полей напряжений рассматриваются прямоугольные сегменты границ, содержащие равномерно распределенные отрезки семейств дислокаций, накапливающихся на этих сегментах в ходе пластической деформации. Показано, что поле упругих напряжений от сегмента при произвольных геометрии пластического течения и ориентации сегмента можно представить в виде суперпозиции полей от четырех семейств континуально распределенных отрезков дислокаций с тангенциальными и нормальными компонентами вектора Бюргерса. Получены аналитические выражения для компонент тензора упругих напряжений от каждого из четырех семейств. В предельном случае, когда длина дислокационных отрезков стремится к бесконечности, полученные выражения для компонент поля упругих напряжений переходят в известные выражения для ротационных и сдвиговых мезодефектов. В случае если дислокационные отрезки имеют нормальный вектор Бюргерса, поле напряжений эквивалентно полю напряжений от двухосного диполя клиновых дисклинаций. В случае тангенциальных компонент вектора Бюргерса поле эквивалентно полю напряжений от планарного мезодефекта. В качестве примера применения метода приведен расчет полей внутренних напряжений, возникающих в ходе пластической деформации кристалла, содержащего однородно распределенные кубические частицы второй фазы. Показано, что интенсивность внутренних напряжений при заданной величине деформации растет при увеличении объемной доли частиц. Установлено, что для заданной объемной доли частиц второй фазы величина внутренних напряжений не зависит от их размера.

Ключевые слова: поля внутренних напряжений, внутренние границы раздела, дислокации, мезодефекты.

* Выполнено при поддержке РФФИ (грант № 18-33-00195).

Введение

Как известно [1–3], на межфазных и межзеренных границах пластически деформируемых поликристаллов возникают мезодефекты сдвигового и ротационного типов. Создаваемые ими неоднородные поля внутренних напряжений существенно влияют на процессы структурообразования и реологию пластического течения поликристаллов. В частности, показано, что ротационные мезодефекты (стыковые дисклинации деформационного происхождения) играют ключевую роль в явлениях фрагментации [4–7] и разрушения [8, 9]. Поэтому построение моделей механического поведения пластически деформируемых материалов (модели эволюции структуры, реологии пластического течения, разрушения) требует создания методов расчета внутренних полей напряжений от дефектов, накапливающихся на межзеренных и межфазных границах.

Изучению этой проблемы было посвящено большое количество статей [10–14]. Простейший случай недеформируемого зерна (или включения другой фазы), находящегося в однородно деформируемой матрице, был рассмотрен в публикациях [10–13]. Расчет внутренних напряжений осуществлялся интегрированием полей напряжений от дискретных или континуально распределенных по границам зерна (или, в случае включения, по межфазной границе) дислокаций. Задача определения полей внутренних напряжений от границ зерен в пластически деформируемом поликристалле исследовалась в статье [14]. При этом в качестве источников напряжений рассматривались совокупности распределенных по границам и стыкам зерен планарных и линейных мезодефектов сдвигового и ротационного типов. Мощности этих мезодефектов однозначно связаны с величиной скачков тензора пластической дисторсии β_{ij} на границах зерен. В свою очередь, величину β_{ij} можно определить, зная величины пластических сдвигов по каждой из актуальных систем скольжения в объеме зерен. Такой подход позволил создать замкнутую систему уравнений, которая описывает эволюцию мезодефектов и создаваемых ими полей напряжений на ранних стадиях развитой пластической деформации в случае, когда деформацию в объеме зерен можно считать примерно однородной.

На более поздних стадиях пластического течения деформация в объеме зерен становится существенно неоднородной. В этом случае распределение дислокаций в объеме и по поверхности границ зерен становится пространственно-неоднородным и для их описания необходимо привлекать методы компьютерного моделирования динамики дислокационного ансамбля [15–17].

В настоящей статье предлагается новый метод расчета внутренних полей напряжений от межзеренных и межфазных границ пластически деформированных поликристаллов. В качестве элементарных источников полей напряжений рассматриваются прямоугольные сегменты границ, содержащие равномерно распределенные отрезки дислокаций, накапливающиеся на них в ходе пластической деформации. Искомые поля напряжений от границ зерен могут быть найдены путем разбиения границ на сегменты и суммированием создаваемых этими сегментами полей напряжений. В отличие от предыдущих подходов, связанных в общем случае с трудоемкими вычислениями [11], расчеты с использованием предлагаемого метода упрощаются в связи с тем, что поля напряжений от таких сегментов можно описать достаточно простыми аналитическими выражениями. Применение указанного метода позволяет проводить самосогласованное компьютерное моделирование пластической деформации поликристаллов с помощью метода динамики дискретных дис-

локаций. В этом случае на каждом этапе деформации известны плотности дислокаций на внутренних границах раздела, что позволяет вычислить создаваемые ими внутренние напряжения, которые, в свою очередь, влияют на движение дислокаций в объеме зерен.

1. Описание метода

Рассмотрим грань зерна (частицы) с нормалью N_i , содержащую в общем случае некоторую неоднородную плотность дислокаций, накопленных в ходе пластической деформации. Покроем данную грань множеством прямоугольных сегментов. Характерный размер сегментов выбираем таким образом, чтобы выполнялись следующие условия:

- среднее расстояние между дислокационными отрезками должно быть намного меньше характерного размера сегмента $r = \sqrt{S}$;
- пространственное распределение дислокационных отрезков по сегменту должно быть примерно однородным;
- сегменты должны покрывать грань с достаточной точностью, относительная ошибка $\Delta\sigma/\sigma$ расчета внутренних напряжений σ , создаваемых границей с нормалью N_i , определяется соотношением

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{|S_{ed} - \sum S|}{S_{ed}}, \quad (1)$$

где S_{ed} – площадь границы, $\sum S$ – суммарная площадь сегментов.

Дислокационная структура заданного сегмента с нормалью N_i характеризуется тензором плотности вектора Бюргера дислокаций B_{ij} , который, в свою очередь, может быть выражен через скачок пластической дилатации на заданном сегменте:

$$B_{ij} = \sum_k [\rho_k (l_i \otimes b_j)]_k = -\varepsilon_{ikl} N_k \beta_{lj}, \quad (2)$$

где ρ_k , $l_{i,k}$ и $b_{i,k}$ – плотность дислокаций, единичный вектор касательной к линии дислокации и вектор Бюргера дислокации k -го семейства, ε_{ikl} – символ Леви-Чивиты.

В лабораторном базисе тензор B_{ij} в общем случае содержит 9 ненулевых компонент, но при переходе в базис, связанный с сегментом и выбираемый таким образом, что один из его ортов равен N_i , два других, τ_i и ξ_i , параллельны сторонам сегмента (рис. 1), количество таких компонент уменьшается до 6. При этом любую систему дислокаций на сегменте можно представить в виде двух семейств дислокационных отрезков, ориентированных вдоль сторон сегмента и, как следствие, повернутых относительно друг друга на 90° (см. рис. 1).

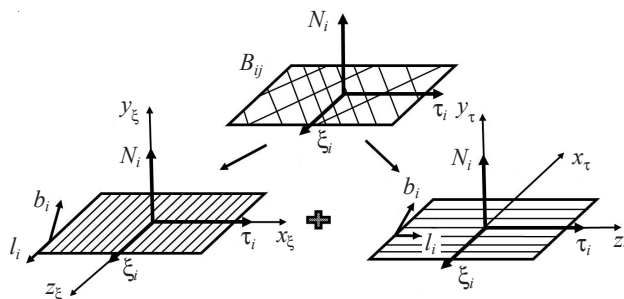


Рис. 1. Схема представления дислокационной плотности на сегменте границы с помощью двух семейств дислокаций

В свою очередь, каждое такое семейство дислокационных отрезков представим как суперпозицию двух распределений отрезков дислокаций с нормальной и тангенциальной компонентами их вектора Бюргера (рис. 2). Рассмотренные выше четыре семейства отрезков дислокаций характеризуются вектором Бюргера b_i , длиной дислокационных отрезков l и плечом сегмента a , по которому распределены эти отрезки.

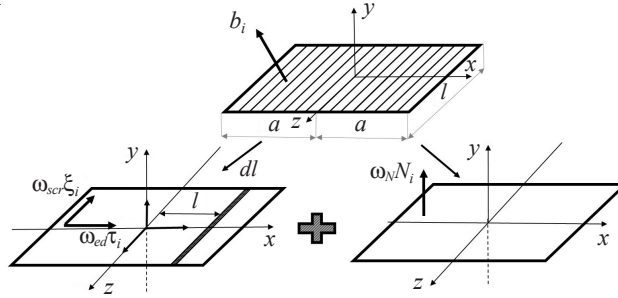


Рис. 2. Представление семейства дислокационных отрезков с линией дислокации вдоль ξ_i в их собственной системе координат

Выражения для компонент поля напряжений запишем в системе координат, в которой ось Oz направлена вдоль линии отрезков, Oy перпендикулярна сегменту, а Ox направлена так, чтобы получить правостороннюю систему координат. Для отрезков, направленных вдоль ξ_i , такой системой будет $Ox_\xi y_\xi z_\xi$, а для отрезков, направленных вдоль τ_i , — $Ox_\tau y_\tau z_\tau$ (см. рис. 1). Для упрощения расчетов перейдем от дискретного распределения дислокационных отрезков к их непрерывному распределению, такой переход правомерен при выполнении приведенных выше требований к выбору размера сегмента.

Поле упругих напряжений от непрерывного распределения дислокационных отрезков найдем интегрированием полей от дислокационных отрезков [18] с бесконечно малым вектором Бюргера $db_i = \omega_i dl$.

Компоненты поля напряжений от непрерывно распределенного семейства дислокационных отрезков с тангенциальной составляющей вектора Бюргера имеют вид:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(z_2) - \sigma_{ij}(z_1),$$

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_0} = \omega_{ed} \left(2 \arctan \frac{(x-a)\lambda}{yR_2} - 2 \arctan \frac{(x+a)\lambda}{yR_1} + \frac{y\lambda(x+a)}{\rho_1^2 R_1} - \frac{y\lambda(x-a)}{\rho_2^2 R_2} \right),$$

$$\frac{\sigma_{yy}}{\sigma_0} = \omega_{ed} \frac{y\lambda}{y^2 + \lambda^2} \left(\frac{(x-a)(R_2^2 + y^2)}{\rho_2^2 R_2} - \frac{(x+a)(R_1^2 + y^2)}{\rho_1^2 R_1} \right),$$

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_0} = \omega_{ed} \left(\frac{y\lambda}{y^2 + \lambda^2} \left[\frac{x+a}{R_1} - \frac{x-a}{R_2} \right] + 2\nu \left(\arctan \frac{(x-a)\lambda}{yR_2} - \arctan \frac{(x+a)\lambda}{yR_1} \right) \right),$$

$$\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_0} = \omega_{ed} \left(\frac{y^2\lambda}{\rho_1^2 R_1} - \frac{y^2\lambda}{\rho_2^2 R_2} + \frac{1}{2} \ln \frac{(\lambda - R_1)(\lambda + R_2)}{(\lambda + R_1)(\lambda - R_2)} \right),$$

$$\frac{\sigma_{xz}}{\sigma_0} = \omega_{ed} y \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + (1-\nu) \omega_{scr} \left(\arctan \frac{(x-a)\lambda}{yR_2} - \arctan \frac{(x+a)\lambda}{yR_1} \right),$$

$$\frac{\sigma_{yz}}{\sigma_0} = \omega_{ed} \left(\frac{y}{y^2 + \lambda^2} \left[\frac{x-a}{R_2} - \frac{x+a}{R_1} \right] + \nu \ln \frac{x+a+R_1}{x-a+R_2} \right) + \frac{1}{2} (1-\nu) \omega_{scr} \ln \frac{(\lambda-R_1)(\lambda+R_2)}{(\lambda+R_1)(\lambda-R_2)}.$$

Компоненты поля упругих напряжений от континуально распределенного семейства дислокационных отрезков с нормальной составляющей вектора Бюргерса записываются в виде:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_0} = \omega_N \left(\frac{y^2 + \lambda^2}{\lambda} \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) + \frac{y^2}{\lambda} \left(\frac{R_1}{\rho_1^2} - \frac{R_2}{\rho_2^2} \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{(\lambda-R_1)(\lambda+R_2)}{(\lambda+R_1)(\lambda-R_2)} \right),$$

$$\frac{\sigma_{yy}}{\sigma_0} = \omega_N \left(y^2 \lambda \left(\frac{1}{\rho_2^2 R_2} - \frac{1}{\rho_1^2 R_1} \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{(\lambda-R_1)(\lambda+R_2)}{(\lambda+R_1)(\lambda-R_2)} \right),$$

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_0} = \omega_N \left(\frac{\lambda}{R_1} - \frac{\lambda}{R_2} + \nu \ln \frac{(\lambda-R_1)(\lambda+R_2)}{(\lambda+R_1)(\lambda-R_2)} \right),$$

$$\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_0} = \omega_N y \lambda \left(\frac{x-a}{\rho_2^2 R_2} - \frac{x+a}{\rho_1^2 R_1} \right),$$

$$\frac{\sigma_{xz}}{\sigma_0} = \omega_N \left(\frac{x-a}{R_2} - \frac{x+a}{R_1} + (1-\nu) \ln \frac{x+a+R_1}{x-a+R_2} \right),$$

$$\frac{\sigma_{yz}}{\sigma_0} = \omega_N y \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right),$$

где

$$R_1 = \sqrt{(x+a)^2 + y^2 + (z-z_k)^2}, \quad \rho_1 = \sqrt{(x+a)^2 + y^2},$$

$$R_2 = \sqrt{(x-a)^2 + y^2 + (z-z_k)^2}, \quad \rho_2 = \sqrt{(x-a)^2 + y^2},$$

$$\lambda = z_k - z, \quad \sigma_0 = \frac{G}{4\pi(1-\nu)}.$$

Здесь $z_k = z_1$ для случая $\sigma_{ij}(z_1)$, $z_k = z_2$ для случая $\sigma_{ij}(z_2)$, G – модуль сдвига, ν – коэффициент Пуассона, z_0 – координата по оси Oz начала или конца дислокационного отрезка.

Входящие в эти выражения величины ω_N , ω_{ed} , ω_{scr} определяются через известный тензор плотности вектора Бюргерса (или тензор пластической дисторсии): для отрезков, линии которых направлены вдоль ξ_i ,

$$\omega_N = \xi_i \cdot B_{ij} \cdot N_j, \quad \omega_{ed} = \xi_i \cdot B_{ij} \cdot \tau_j, \quad \omega_{scr} = \xi_i \cdot B_{ij} \cdot \xi_j, \quad (3)$$

и для отрезков, линии которых направлены вдоль τ_i ,

$$\omega_N = \tau_i \cdot B_{ij} \cdot N_j, \quad \omega_{ed} = \tau_i \cdot B_{ij} \cdot \xi_j, \quad \omega_{scr} = \tau_i \cdot B_{ij} \cdot \tau_j. \quad (4)$$

Следует отметить, что предельный случай сегмента с плечом a , содержащий семейство прямолинейных дислокаций с нормальным вектором Бюргерса, эквивалентен рассмотренному ранее в литературе случаю дисклинационного диполя с плечом a [19]. Бесконечный сегмент, содержащий семейство прямолинейных дислокаций с тангенциальным вектором Бюргерса, эквивалентен планарному мезодефекту [20]. Таким образом, поля напряжений от введенных выше сегментов в случае, когда $l \gg 2a$, дают поля напряжений от известных мезодефектов.

2. Пример применения метода расчета внутренних напряжений

Проиллюстрируем применение метода на простом примере одноосного растяжения пластически деформируемой матрицы, содержащей однородно распределенные и одинаково ориентируемые кубические частицы второй фазы (рис. 3).

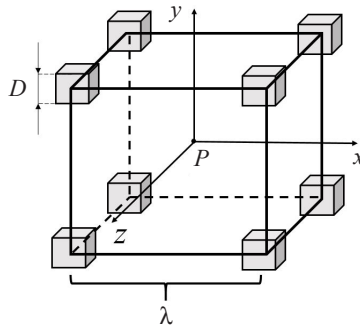


Рис. 3. Схематическое представление элементарной ячейки композита

Для простоты будем считать, что напряжения, возникающие вследствие различия модулей матрицы и частицы, малы. Кроме того, будем считать, что частицы пластически не деформируются (данное условие выполняется, когда размер частицы меньше критической длины дислокационного источника) [16]. В ходе пластической деформации матрицы на гранях частиц накапливаются однородно распределенные решеточные дислокации. В этом случае в качестве сегментов, генерирующих внутренние поля напряжений, достаточно выбрать грани кубических частиц второй фазы. Для рассматриваемой геометрии частиц и схемы нагружения (ось растяжения направлена вдоль оси Oz) параметры мезодефектов, распределенных по граням частиц, имеют вид, согласно (3), (4):

$\omega_i = [0, \varepsilon, 0], l_i = [0, 0, -1]$ – для грани, расположенной перпендикулярно Ox ;

$\omega_i = [-\varepsilon, 0, 0], l_i = [0, 0, -1]$ – для грани, расположенной перпендикулярно Oy ;

$\omega_i = [0, \varepsilon, 0], l_i = [-1, 0, 0]; \omega_i = [-\varepsilon, 0, 0], l_i = [0, 1, 0]$ – для грани, расположенной перпендикулярно Oz .

Эпюры интенсивностей полей напряжений, генерируемых одной частицей, рассчитанные для полученных выше характеристик мезодефектов и значений параметров (модуль сдвига матрицы $G_M = 45$ ГПа, коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$, размер частицы $D = 0,3$ мкм при величине пластической деформации 1%) приведены на рис. 4а. Эпюры интенсивностей суммарных напряжений от всей совокупности частиц в сечении $z = 0$ представлены на рис. 4б.

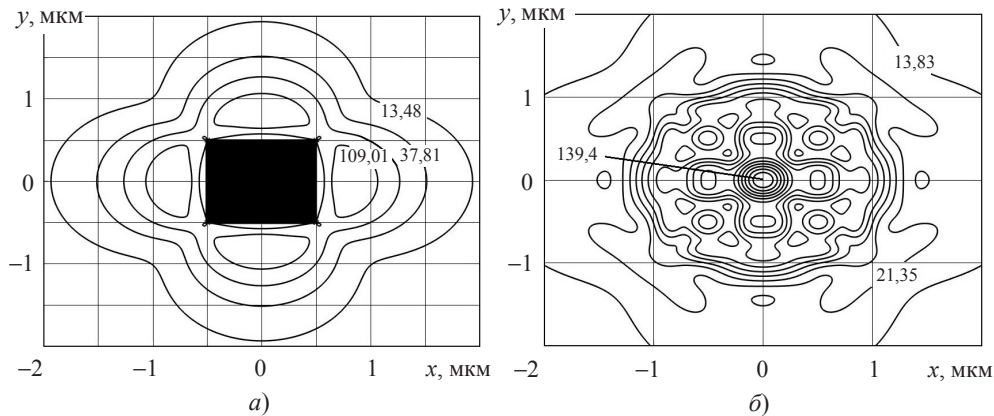


Рис. 4. Линии уровня интенсивности напряжений

На рис. 5 приведены зависимости внутренних напряжений σ^{int} , создаваемых системой частиц в центре элементарной ячейки (см. рис. 3), от объемной доли (в интервале характерных значений объемной доли для наиболее часто встречающихся материалов) второй фазы $f_V = (D/\lambda)^3$ при различных значениях пластической деформации ε . Следует отметить, что при фиксированной объемной доле частиц величины внутренних напряжений не зависят от размера частиц.

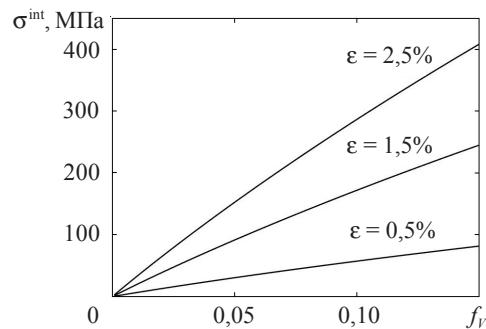


Рис. 5. Зависимость интенсивности внутренних напряжений в центре элементарной ячейки от объемной доли частиц при разных пластических деформациях

Отметим, что при достижении определенного уровня внутренних напряжений возможна инициация аккомодационных систем скольжения дислокаций, что приводит к релаксации внутренних напряжений. В рассмотренном примере эти обстоятельства не учитывались. Расчет внутренних напряжений с учетом аккомодационных процессов представляет собой отдельную задачу и выходит за рамки настоящей статьи.

Заключение

Предложен новый метод расчета полей внутренних напряжений от внутренних границ раздела пластически деформированных поликристаллов, основанный на разбиении граней зерен на совокупность прямоугольных сегментов, содержащих семейства непрерывно распределенных дислокационных отрезков, и суммировании полей напряжений от сегментов. Показано, что поле напряжений от каждого

такого сегмента может быть представлено в виде суперпозиции полей напряжений от двух семейств дислокационных отрезков с нормальным вектором Бюргерса и двух семейств с тангенциальным вектором Бюргерса. Получены аналитические выражения для компонент тензора упругих напряжений от каждого из четырех семейств.

Для случая пластически деформируемого кристалла, содержащего однородно распределенные кубические частицы второй фазы, рассчитаны эпюры внутренних напряжений, генерируемые межфазными границами. Показано, что величина внутренних напряжений растет при увеличении степени деформации и объемной доли частиц. Установлено, что для заданной объемной доли частиц второй фазы величина внутренних напряжений не зависит от размера частиц.

Список литературы

1. Рыбин В.В. *Большие пластические деформации и разрушение металлов*. М.: Металлургия, 1986. 224 с.
2. Рыбин В.В., Перевезенцев В.Н., Кириков С.В. Формирование оборванных дислокационных границ деформационного происхождения на фасетированных границах зерен. *Физика металлов и металловедение*. 2018. Т. 119. №5. С. 444–452.
3. Рыбин В.В. Закономерности формирования мезоструктур в ходе развитой пластической деформации. *Вопросы материаловедения*. 2002. №1. С. 11–33.
4. Rybin V.V., Zisman A.A., Zolotarevsky N.Yu. Junction disclinations in plastically deformed crystals. *Acta Metallurgica et Materialia*. 1993. Vol. 41. P. 2211–2217.
5. 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. P. 403–407.
6. Romanov A.E., Vladimirov V.I. Disclinations in crystalline solids. In: *Dislocation in Solids*. Ed. F.R.N. Nabarro. Amsterdam: Elsevier, 1992. Vol. 9. 191 p.
7. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. *Основы кинетической теории формирования разориентированных структур при пластической деформации металлов*. Н.Новгород: Литера, 2011. 368 с.
8. Sarafanov G.F., Perevezentsev V.N. Conditions for the appearance of a stable microcrack in the elastic field of a screened disclination. *Russian Metallurgy*. 2016. Vol. 2016. No 10. P. 889–894.
9. Wu M.S. Energy analysis of Zener – Griffith crack nucleation from a disclination dipole. *International Journal of Plasticity*. 2018. Vol. 100. P. 142–155.
10. Овидько И.А., Шейнерман А.Г. Упругие поля наноскопических включений в нанокompозитах. *Механика и физика материалов*. 2010. Т. 10. №1–2. P. 1–29.
11. Eshelby J.D. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proceedings of the Royal Society*. 1957. Vol. 241. P. 376–396.
12. Bert N.A., Kolesnikova A.L., Romanov A.E., Chaldyshev V.V. Elastic behavior of a spherical inclusion with a given uniaxial dilatation. *Physics of the Solid State*. 2002. Vol. 44. P. 2240–2250.
13. Kroupa F., Lejcek L. Elastic field of cylindrical inclusion. *Czechoslovak Journal of Physics*. 1970. Vol. 20. Iss. 10. P. 1063–1080.
14. Zisman A.A., Rybin V.V. Mesoscopic stress field arising from the grain interaction in plastically deformed polycrystals. *Acta Materialia*. 1998. Vol. 46. P. 457–464.
15. Chansun Sh. *3D Discrete Dislocation Dynamics Applied to Dislocation-Precipitate Interactions*. Grenoble: Institut national polytechnique de Grenoble, 2004. 160 p.
16. Van der Giessen E., Needleman A. Discrete dislocation plasticity: a simple planar model. *Modeling and Simulation in Materials Science and Engineering*. 1995. Vol. 3. P. 689–735.
17. Santos-Güemes R., Esteban-Manzanares G., Papadimitriou I., Segurado J., Capolungo L., LLorcaab J. Discrete dislocation dynamics simulations of dislocation- θ' precipitate interaction in Al-Cu alloys. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. 2018. Vol. 118. P. 228–244.
18. Hirth J., Lothe J. *Theory of Dislocations*. 2nd ed. John Wiley & Sons. Inc., 1982. 857 p.
19. Лихачев В.А., Хайров Р.Ю. *Введение в теорию дисклинаций*. Л.: ЛГУ, 1975. 183 с.
20. Kirikov S.V., Svirina J.V. The influence of different types of mesodefects on the formation

of strain induced broken dislocation boundaries at the faceted grain boundary. *Materials Physics and Mechanics*. 2018. Vol. 38. No 1. P. 33–39.

References

1. Rybin V.V. *Bolshie plasticheskie deformatsii i razrushenie metallov* [Large Plastic Deformation and Destruction of Metals]. Moscow. Metallurgiya Publ. 1986. 224 p. (In Russian).
2. Rybin V.V., Perevezentsev V.N., Kirikov S.V. Formation of strain-induced broken dislocation boundaries at faceted grain boundaries. *Physics of Metals and Metallography*. 2018. Vol. 119. No 5. P. 421–429.
3. Rybin V.V. Zakonomernosti formirovaniya mezostruktur v khode razvitoy plasticheskoy deformatsii [Regularities of mesostructures formation during developed plastic deformation]. *Voprosy materialovedeniya* [Problems of Materials Science]. 2002. No 1. P. 11–33 (In Russian).
4. Rybin V.V., Zisman A.A., Zolotarevsky N.Yu. Junction disclinations in plastically deformed crystals. *Acta Metal. Mater.* 1993. Vol. 41. P. 2211–2217.
5. 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. P. 403–407.
6. Romanov A.E., Vladimirov V.I. Disclinations in crystalline solids. In: *Dislocation in Solids*. Ed. F.R.N. Nabarro. Amsterdam. Elsevier. 1992. Vol. 9. 191 p.
7. Sarafanov G.F., Perevezentsev V.N., Rybin V.V. *Osnovy kineticheskoy teorii formirovaniya razorientirovannykh struktur pri plasticheskoy deformatsii metallov* [The Foundations of the Kinetic Theory of the Formation of Unidirectional Structures during Plastic Deformation of Metals]. Nizhny Novgorod. Litera Publ. 2011. 368 p. [In Russian].
8. Sarafanov G.F., Perevezentsev V.N. Conditions for the appearance of a stable microcrack in the elastic field of a screened disclination. *Russian Metallurgy*. 2016. Vol. 2016. No 10. P. 889–894.
9. Wu M.S. Energy analysis of Zener–Griffith crack nucleation from a disclination dipole. *Int. J. Plasticity*. 2018. Vol. 100. P. 142–155.
10. Ovidko I.A., Sheinerman A.G. Uprugie polya nanoskopicheskikh vklucheniy v nanokompozitakh [Elastic fields of nanoscopic inclusions in composites]. *Mekhanika i fizika materialov* [Materials Physics and Mechanics]. 2010. Vol. 10. No 1–2, P. 1–29 (In Russian).
11. Eshelby J.D. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc.* 1957. Vol. 241. P. 376–396.
12. Bert N.A., Kolesnikova A.L., Romanov A.E., Chaldyshev V.V. Elastic behavior of a spherical inclusion with a given uniaxial dilatation. *Physics of the Solid State*. 2002. Vol. 44. P. 2240–2250.
13. Kroupa F., Lejcek L. Elastic field of cylindrical inclusion. *Czech. J. Phys.* 1970. Vol. 20. Iss. 10. P. 1063–1080.
14. Zisman A.A., Rybin V.V. Mesoscopic stress field arising from the grain interaction in plastically deformed polycrystals. *Acta Mater.* 1998. Vol. 46. P. 457–464.
15. Chansun Sh. *3D Discrete Dislocation Dynamics Applied to Dislocation-Precipitate Interactions*. Grenoble. Institut national polytechnique de Grenoble. 2004. 160 p.
16. Van der Giessen E., Needleman A. Discrete dislocation plasticity: a simple planar model. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.* 1995. Vol. 3. P. 689–735.
17. Santos-Güemes R., Esteban-Manzanares G., Papadimitriou I., Segurado J., Capolungo L., LLorcaab J. Discrete dislocation dynamics simulations of dislocation- θ' precipitate interaction in Al-Cu alloys. *J. of the Mech. and Phys. of Solids*. 2018. Vol. 118. P. 228–244.
18. Hirth J., Lothe J. *Theory of Dislocations*. 2nd ed. John Wiley & Sons. Inc. 1982. 857 p.
19. Likhachev V.A., Khayrov R.Iu. *Vvedenie v teoriyu disklinatsiy* [Introduction to the Theory of Disclination]. Leningrad. Leningrad University Publ. 1975. 183 p. (In Russian).
20. Kirikov S.V., Svirina J.V. The influence of different types of mesodefects on the formation of strain induced broken dislocation boundaries at the faceted grain boundary. *Materials Physics and Mechanics*. 2018. Vol. 38. No 1. P. 33–39.

**ABOUT THE CALCULATION OF INTERNAL STRESSES
FROM MESODEFECTS ACCUMULATING AT THE BOUNDARIES
DURING PLASTIC DEFORMATION OF SOLIDS**

Kirikov S.V., Perevezentsev V.N.

*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 new method of calculation of elastic stress fields from internal interfaces (intergranular and interphase boundaries) of plastically deformed polycrystals is proposed. As elementary sources of stress fields, rectangular boundary segments containing uniformly distributed segments of dislocation families accumulating on these segments during plastic deformation are considered. It is shown that the elastic stresses field from a segment with arbitrary geometry of plastic flow and segment orientation can be represented as a superposition of fields from four families of continually distributed dislocation segments with tangential and normal components of the Burgers vector. Analytical expressions for the elastic stress tensor components from each of the four families are obtained. In the limiting case, when the length of dislocation segments tends to infinity, the resulting expressions for the components of the elastic stress field transform known expressions for rotational and shear mesodefects. If dislocation segments have a normal burgers vector, then the stress field is equivalent to the stress field from the biaxial dipole of wedge disclinations. In the case of tangential components of the burgers vector, the field is equivalent to the stress field of the planar mesodefect. As an example of the method application, the calculation of internal stress fields in the plastically deformed crystal containing uniformly distributed cubic particles of the second phase is given. It is shown that the intensity of internal stresses at a given value of strain increases with increasing volume fraction of particles. It is found that for a given volume fraction of the second phase, the internal stresses does not depend on their size.

Keywords: fields of internal stresses, internal interfaces, dislocations, mesodefects.