

УДК 548.4, 539.372

DOI: 10.32326/1814-9146-2021-83-3-285-293

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТЫКОВЫХ ДИСКЛИНАЦИЙ НА ДЕФОРМИРУЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ*

© 2021 г. Свирина Ю.В., Кириков С.В., Перевезенцев В.Н.

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

j.svirina@mail.ru

Поступила в редакцию 11.06.2021

Пластическая деформация поликристаллических твердых тел сопровождается появлением на изломах и тройных стыках зерен линейных мезодефектов ротационного типа, таких как стыковые дисклинации деформационного происхождения. Стыковые дисклинации генерируют дальнедействующие пространственно-неоднородные поля упругих напряжений, существенно влияющие на процессы структурообразования, деформационное упрочнение и разрушение материалов. Проведен сравнительный анализ вкладов стыковых дисклинаций разного знака и мощности в деформирующее напряжение поликристалла. Как показывают результаты расчета, при прохождении плоского скопления решеточных дислокаций через упругое поле дисклинаций наблюдаются общие закономерности. Дисклинация вне зависимости от ее знака оказывает тормозящее воздействие на прохождение пластического сдвига. Рассчитаны равновесные распределения линейной плотности и плотности вектора Бюргерса дислокаций скопления, заторможенных упругим полем дисклинации. Показано, что наибольшее число дислокаций сосредоточено не в голове скопления, как в классических заторможенных вблизи непроницаемых барьеров плоских дислокационных скоплениях, а в его центральной части. Рассчитаны зависимости критического напряжения прохождения головной дислокации скопления через силовой барьер дисклинации в зависимости от мощности и знака дисклинации, числа дислокаций в скоплении и расстояния между дисклинацией и плоскостью скольжения решеточных дислокаций. Выявлено, что изменение знака дисклинации существенно влияет на вид равновесного распределения дислокаций по длине скопления, но практически не влияет на величину критического напряжения прохождения сдвига. Показано, что при фиксированном числе дислокаций в скоплении величина критического напряжения прохождения сдвига увеличивается по мере увеличения расстояния между плоскостью скольжения и дисклинацией и что при локализации пластической деформации наибольший упрочняющий эффект от упругого поля стыковой дисклинации достигается не вблизи границы, а вдали от нее.

Ключевые слова: пластическая деформация, дислокации, стыковые дисклинации деформационного происхождения, деформирующее напряжение.

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

Введение

Классические физические модели пластического течения и деформационного упрочнения поликристаллических твердых тел основываются на анализе поведения дислокационных ансамблей. В рамках этого подхода исследуются вклады в деформирующее напряжение взаимодействия решеточных дислокаций с такими элементами дефектной структуры кристалла, как подвижные и неподвижные дислокации других систем скольжения, заторможенные границами зерен плоские скопления дислокаций, примеси, преципитаты и др. Стадийный характер зависимости деформирующего напряжения от степени деформации свидетельствует о смене физических механизмов пластического течения при переходе от одного интервала значений величин деформаций к другому. Однако имеющиеся в настоящее время классические дислокационные модели не могут объяснить крайне высокие значения деформирующих напряжений при больших пластических деформациях ($\sim 10^{-3}$ – $10^{-2}G$, где G – модуль сдвига) [1]. Такие высокие напряжения пластического течения могут быть следствием взаимодействия решеточных дислокаций с линейными мезодефектами ротационного типа, такими как стыковые дисклинации деформационного происхождения, и расположенными в приграничной области частичными дисклинациями [2, 3]. Впервые исследование вклада дисклинаций в деформационное упрочнение было аналитически рассмотрено в [4] на основе анализа системы уравнений баланса для накопления дислокаций в объеме зерен. Развитие и применение метода компьютерного моделирования динамики дискретных дислокаций [5–7] позволило рассчитать зависимости деформирующего напряжения от величины деформации для моно- и поликристаллов, однако при этом накопление мезодефектов на границах и стыках зерен не было учтено. В рамках этого подхода было проанализировано влияние на деформирующее напряжение таких факторов, как размер зерна и скорость деформации [8–11]. Дальнейшее развитие метода [12] позволило для случая монокристаллов при относительно малых деформациях смоделировать процессы взаимодействия дислокаций различных систем скольжения, учесть их вклад в деформационное упрочнение и получить хорошее соответствие результатов моделирования и экспериментальных данных [13–16]. Важно подчеркнуть, что во всех перечисленных исследованиях рассмотрение ограничивалось достаточно малыми величинами деформации, когда влиянием мезодефектов, возникающих на границах и стыках зерен, на движение дислокаций можно пренебречь. В статьях [17, 18] показано, что поля мезодефектов возмущают ламинарные потоки дислокаций, что приводит к возникновению оборванных дислокационных границ. В этих исследованиях основное внимание уделено изучению особенностей формирования разориентированных дислокационных структур в полях мезодефектов, тем не менее их влияние на деформационное упрочнение поликристаллов остается малоизученным. В статье [19] с использованием метода моделирования динамики дискретных дислокаций рассмотрен частный случай взаимодействия локализованного вдоль линии скольжения пластического сдвига с упругим полем положительной дисклинации.

В настоящей статье проведен сравнительный анализ вкладов стыковых дисклинаций разного знака и мощности в деформирующее напряжение поликристалла.

Описание модели

Рассмотрим стык трех зерен, претерпевших пластическую деформацию ε_i , $i = 1, 2, 3$ (рис. 1). Неодинаковость пластической деформации соседних зерен приводит к появлению на границах зерен дополнительных разориентировок $\Delta\Theta_i = \mathbf{N}_i \times \Delta\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{N}_i$, величина которых на каждой из границ с нормалью \mathbf{N}_i зависит от скачка тензора пластической дисторсии. Рассогласование этих разориентировок в тройном стыке приводит к появлению в нем линейного дефекта ротационного типа – клиновой стыковой дисклинации с мощностью $\omega = \sum_i \Delta\Theta_i$ [20, 21].

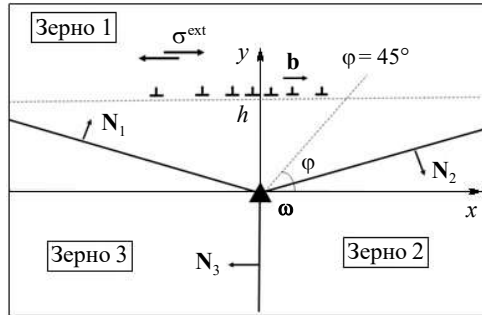


Рис. 1. Схематическое представление геометрии скольжения дислокаций

В общем случае в деформируемых поликристаллах формируются системы стыковых дисклинаций деформационного происхождения различного знака и мощности. Стыковые дисклинации генерируют дальнедействующие поля упругих напряжений, влияющие на движение решеточных дислокаций, осуществляющих пластическую деформацию тела зерен. Пусть в плоскости скольжения, отстоящей от дисклинации на некотором расстоянии $y = h$ (декартова система координат указана на рис. 1), осуществляется движение плоского скопления из n_{dis} скользящих краевых решеточных дислокаций с вектором Бюргерса \mathbf{b} . На каждую дислокацию скопления действует сила $F_x = \sigma_{xy}^{\Sigma} b$, где $\sigma_{xy}^{\Sigma} = \sigma_{xy}^{\text{ext}} + \sigma_{xy}^{\Delta} + \sigma_{xy}^{\text{disl}}$ – суммарное поле внешних упругих напряжений σ_{xy}^{ext} , внутренних напряжений от дисклинации [22]

$$\sigma_{xy}^{\Delta} = -D\omega \frac{xy}{x^2 + y^2} \quad (1)$$

и напряжений от дислокаций скопления

$$\sigma_{xy}^{\text{disl}} = Db \sum_{i \neq k} (x_k - x_i)^{-1}, \quad (2)$$

где $1 \leq i \leq n_{\text{dis}} - 1$; $D = G/[2\pi(1 - \nu)]$, ν – коэффициент Пуассона; ω – величина проекции вектора мощности дисклинации на ось Oz (Oz ориентирована перпендикулярно плоскости рисунка), b – величина проекции вектора Бюргерса на ось Ox .

Как видно из (2), сила, действующая на каждую дислокацию скопления, зависит как от положения дислокации, так и от мощности и знака стыковой дисклинации. В зависимости от знака дисклинации и числа дислокаций в скоплении возможны различные сценарии прохождения пластического сдвига через упругое поле дисклинации. Рассмотрим сначала простейший случай прохождения индивидуальной дислокации ($n_{\text{dis}} = 1$). При $\omega > 0$ в области слева от дисклинации ($x < 0$) сила,

действующая на дислокацию, положительна и сонаправлена с силой, действующей со стороны внешних напряжений. В области справа от дисклинации ($x > 0$) эти силы направлены противоположно друг другу, в силу чего в этой области движущаяся дислокация тормозится полем дисклинации. Нетрудно видеть, что устойчивое положение равновесия одиночной дислокации возможно только при $\sigma^{\text{ext}} < \sigma^*$, где $\sigma^* = D\omega/2$ совпадает с максимальным сдвиговым напряжением дисклинации, достигаемым на луче $\varphi = 45^\circ$.

В случае $\omega < 0$ торможение дислокации будет происходить в области слева от дисклинации. Условие прохождения сдвига, реализуемого движением одиночной дислокации, имеет вид $\sigma^{\text{ext}} \geq \sigma^*$. Исходя из этого, для экспериментально наблюдаемых значений мощности дисклинации $\omega \sim 0,017-0,034$ рад величина деформирующего напряжения должна составлять порядка $(2-4) \cdot 10^{-2}G$. В случае плоского скопления дислокаций прохождение головной дислокации скопления через упругое поле дисклинации может осуществляться при меньшем значении внешнего напряжения за счет дополнительной силы, действующей на нее со стороны остальных дислокаций скопления. Проанализируем условия прохождения сдвига через силовой барьер, создаваемый дисклинациями разного знака и мощности. Равновесная конфигурация скопления определялась из условия равенства нулю суммарного поля внешних и внутренних упругих напряжений, действующих на каждую из дислокаций скопления, $\sigma_{xy}^{\Sigma} = 0$. Формирование скопления и поиск его равновесной конфигурации происходили следующим образом. К одиночной дислокации, находящейся в положении равновесия при заданном внешнем напряжении, последовательно добавлялись дислокации путем их размещения на левой боковой границе рассматриваемой области. Каждая $n + 1$ дислокация добавлялась после установления равновесия скопления из n дислокаций. Определение равновесных положений системы дислокаций включало в себя перебор дислокаций по степени убывания величины действующей на них силы и поиск равновесного положения каждой из них. После введения $n + 1$ дислокации рассчитывалась новая равновесная конфигурация скопления. Условия потери устойчивости скопления и прохождения пластического сдвига через силовой барьер, создаваемый дисклинацией, определялись как условия, при которых добавление новой дислокации к исходному скоплению приводило к тому, что при заданной величине внешнего напряжения суммарная сила, действующая на головную дислокацию, становилась положительной. При выполнении этих условий происходит «отрыв» головной дислокации от скопления с последующим ее уходом к правой боковой поверхности зерна рассматриваемого трикристалла.

Результаты и обсуждение

Как показывают результаты расчета, при прохождении плоского скопления через упругое поле дисклинаций наблюдаются общие закономерности. Вне зависимости от знака ω стыковая дисклинация оказывает тормозящее воздействие на прохождение сдвига. Как в случае $\omega > 0$, так и при $\omega < 0$ наибольшее число дислокаций сосредоточено не в голове скопления, как в классических заторможенных вблизи барьеров плоских дислокационных скоплениях [23], а в его центральной части. На рис. 2 показаны распределения плотности вектора Бюргерса дислокаций $\rho_b(x) = b_i/(x_{i+1} - x_i)$, $i = 1, n - 1$, рассчитанные для числа дислокаций в скоплении $n_{\text{dis}} = 30$, расстояние от дисклинации до плоскости скольжения дислокаций $h = 1,5$ мкм для $\omega > 0$ при величине внешнего напряжения $\sigma^{\text{ext}} = 8,9 \cdot 10^{-4}G$ и для $\omega < 0$ при $\sigma^{\text{ext}} = 1,39 \cdot 10^{-3}G$.

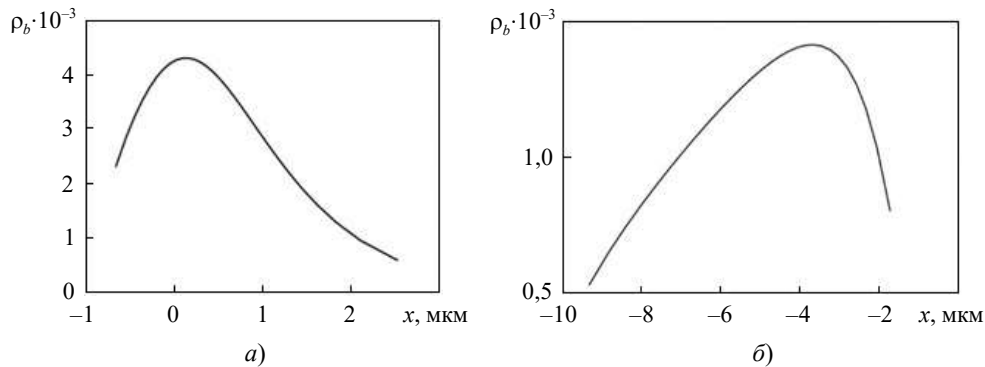


Рис. 2. Распределение плотности вектора Бюргерса дислокаций в скоплении:
 а) $\omega = 0,02$ при $\sigma^{\text{ext}} = 8,9 \cdot 10^{-4} G$, б) $\omega = -0,02$ при $\sigma^{\text{ext}} = 1,39 \cdot 10^{-3} G$

Видно, что равновесные распределения плотности вектора Бюргерса дислокаций скопления из одного и того же числа дислокаций для $\omega > 0$ и $\omega < 0$ существенно отличаются (см. рис. 2). При постепенном увеличении внешнего напряжения до величины больше некоторого критического значения ($\sigma^{\text{ext}} \geq \sigma^*$) скопления теряют свою устойчивость. Результаты расчета зависимости критического напряжения потери устойчивости скопления и прохождения головной дислокации через силовой барьер, создаваемый дисклинацией, от числа дислокаций в скоплении для различных значений h показаны на рис. 3.

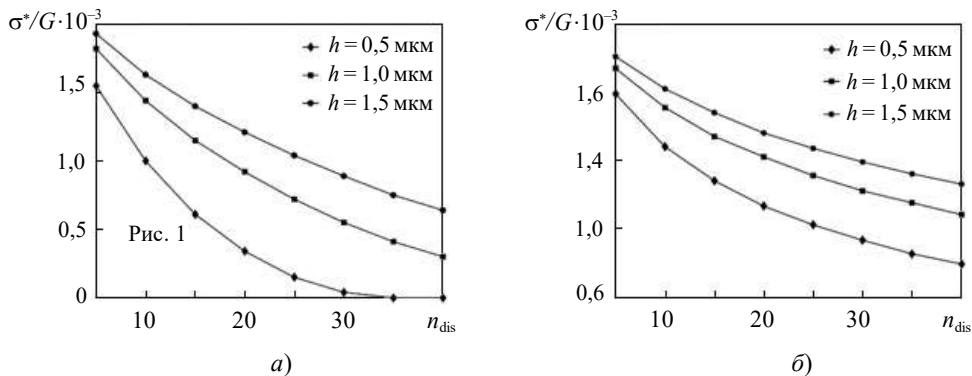


Рис. 3. Зависимости критического напряжения σ^* от количества дислокаций в скоплении при различных значениях расстояния h до стыковой дисклинации мощности:
 а) $\omega = 0,022$, б) $\omega = -0,02$

Видно, что при фиксированном числе дислокаций в скоплении величина σ^* увеличивается по мере увеличения расстояния между плоскостью скольжения и дисклинацией. Таким образом, при локализации пластической деформации наибольший упрочняющий эффект от упругих полей дисклинации достигается не вблизи границы, а вдали от нее. Из анализа зависимостей, представленных на рис. 3, видно, что с ростом числа дислокаций в скоплении напряжение прохождения сдвига уменьшается, однако соответствующие значения для случая $\omega < 0$ несколько выше, чем для $\omega > 0$.

На рис. 4 представлена зависимость критического напряжения σ^* , при котором происходит потеря устойчивости скопления, от мощности стыковой дисклинации.

Из рис. 3 и 4 видно, что хотя знак дисклинации существенно влияет на пространственное распределение дислокаций скопления, величина критического напряжения прохождения сдвига при изменении знака дисклинации меняется слабо и в первом приближении различием этих величин можно пренебречь.

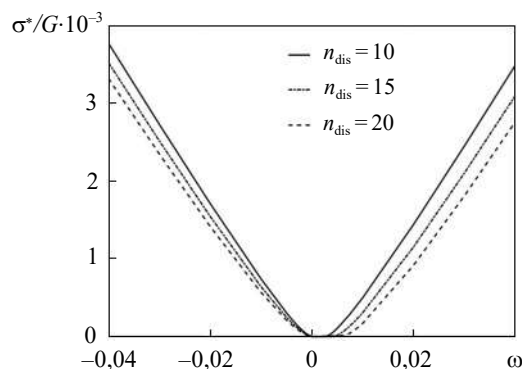


Рис. 4. Зависимости критического напряжения σ^* от мощности стыковой дисклинации

В настоящей статье рассматривалось прохождение через силовой барьер дисклинации плоского скопления положительных дислокаций; из анализа сил, действующих на дислокацию, видно, что при рассмотрении прохождение скопления дислокаций противоположного знака результаты полностью аналогичны полученным.

Заключение

Рассмотрен механизм упрочнения поликристаллов, связанный с появлением стыковых дисклинаций деформационного происхождения. Показано, что их упругие поля препятствуют движению дислокаций в объеме зерен, что приводит к существенному росту деформирующих напряжений. При характерных экспериментально наблюдаемых значениях мощности дисклинации $\omega \sim 0,017-0,034$ величина деформирующего напряжения составляет $(2-4) \cdot 10^{-2}G$.

Рассчитаны зависимости критического напряжения прохождения дислокаций через силовой барьер дисклинации в зависимости от мощности и знака дисклинации, числа дислокаций в скоплении и расстояния между плоскостью скольжения и дисклинацией. Показано, что изменение знака дисклинации существенно влияет на пространственное распределение дислокаций скопления, но практически не влияет на величину критического напряжения прохождения сдвига.

Список литературы

1. Рыбин В.В. *Большие пластические деформации и разрушение металлов*. М.: Металлургия, 1986. 224 с.
2. Rybin V.V., Zisman A.A., Zolotarevsky N.Yu. Junction disclinations in plastically deformed crystals. *Acta Metallurgica et Materialia*. 1993. Vol. 41. Iss. 7. P. 2211–2217. DOI:10.1016/0956-7151(93)90390-E.
3. Romanov A.E., Kolesnikova A.L. Application of disclination concept to solid structures. *Progress in Materials Science*. 2009. Vol. 54. Iss. 4. P. 740–769. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2009.03.002.
4. Seefeldt M. Disclinations in large-strain plastic deformation and work-hardening. *Reviews on Advanced Materials Science*. 2001. Vol. 2. P. 44–79.
5. Van der Giessen E., Needleman A. Discrete dislocation plasticity: a simple planar model.

Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering. 1995. Vol. 3. No 5. P. 689–735. DOI: 10.1088/0965-0393/3/5/008.

6. Needleman A., Van der Giessen E. Discrete dislocation and continuum descriptions of plastic flow. *Materials Science and Engineering: A*. 2001. Vol. 309-310. P. 1–13. DOI: 10.1016/S0921-5093(00)01684-1.

7. Deshpande V.S., Needleman A., Van der Giessen E. Finite strain discrete dislocation plasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. 2003. Vol. 51. Iss. 11-12. P. 2057–2083. DOI: 10.1016/j.jmps.2003.09.012.

8. Balint D.S., Deshpande V.S., Needleman A., Van der Giessen E. Discrete dislocation plasticity analysis of the grain size dependence of the flow strength of polycrystals. *International Journal of Plasticity*. 2008. Vol. 24. Iss. 12. P. 2149–2172. DOI: 10.1016/j.ijplas.2007.08.005.

9. Agnihotri P.K., Van der Giessen E. On the rate sensitivity in discrete dislocation plasticity. *Mechanics of Materials*. 2015. Vol. 90. P. 37–46. DOI: 10.1016/j.mechmat.2015.01.009.

10. Keralavarma S.M., Curtin W.A. Strain hardening in 2D discrete dislocation dynamics simulations: A new '2.5D' algorithm. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. 2016. Vol. 95. P. 132–146. DOI:10.1016/j.jmps.2016.05.028. <https://doi.org/10.1016/j.jmps.2016.05.028>.

11. Reali R., Boioli F., Gouriet K., Carrez P., Devincere B., Cordier P. Modeling plasticity of MgO by 2.5D dislocation dynamics simulations *Materials Science & Engineering A*. 2017. Vol. 690. P. 52–61. DOI:10.1016/j.msea.2017.02.092.

12. Arsenlis A., Cai W., Tang M., Rhee M., Opperstrup T., Hommes G., Pierce T.G., Bulatov V.V. Enabling strain hardening simulations with dislocation dynamics. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*. 2007. Vol. 15. No 6. P. 553–596. DOI: 10.1088/0965-0393/15/6/001.

13. Carrez P., Cordier P., Devincere B., Kubin L.P. Dislocation reactions and junctions in MgO. *Materials Science and Engineering A*. 2005. Vol. 400-401. P. 325–328. DOI: 10.1016/j.msea.2005.03.071.

14. Devincere B., Kubin L., Hoc T. Collinear superjogs and the low-stress response of FCC crystals. *Scripta Materialia*. 2007. Vol. 57. Iss. 10. P. 905–908. DOI: 10.1016/j.scriptamat.2007.07.026.

15. Aubry S., Rhee M., Hommes G., Bulatov V., Arsenlis A. Dislocation dynamics in hexagonal close-packed crystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. 2016. Vol. 94. P. 105–126. DOI: 10.1016/j.jmps.2016.04.019.

16. Wang Z.Q., Beyerlein I.J., LeSar R. Plastic anisotropy in FCC single crystals in high rate deformation. *International Journal of Plasticity*. 2009. Vol. 25. Iss. 1. P. 26–48. DOI: 10.1016/j.ijplas.2008.01.006.

17. Рыбин В.В., Перевезенцев В.Н., Свирина Ю.В. Анализ условий устойчивости плоского скопления дислокаций, заторможенного упругим полем клиновой дисклинации. *ЖТФ*. 2018. Т. 88. Вып. 7. С. 1004–1008. DOI: 10.21883/JTF.2018.07.46167.2420.

18. Perevezentsev V.N., Sarafanov G.F., Svirina J.V. Computer simulation of the dislocation ensemble kinetics in the elastic fields of mesodefected and fragmentation processes during plastic deformation. *Materials Physics and Mechanics*. 2014. Vol. 21. No 1. P. 78–98.

19. Perevezentsev V.N., Sarafanov G.F. The screening of mesodefected stress fields by dislocation ensemble and misorientation structure formation during plastic deformation. *Reviews on Advanced Materials Science*. 2012. Vol. 30. No 1. P. 73–89.

20. Рыбин В.В., Зисман А.А., Золоторевский Н.Ю. Стыковые дисклинации в пластически деформируемых поликристаллах. *ФТТ*. 1985. Т. 27. Вып. 1. С. 181–186.

21. Rybin V.V. Regularities of mesostructures development in metals in the course of plastic deformation. *Problems of Material Science*. 2003. Vol. 1(33). P. 9–28.

22. Romanov A.E., Vladimirov V.I. Disclinations in crystalline solids. In: *Dislocations in solids*. Ed. F.R.N. Nabarro. North-Holland, Amsterdam, 1992. Vol. 9. P. 191–402.

23. Хирт Дж., Лоте И. *Теория дислокаций*. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.

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., Zisman A.A., Zolotarevsky N.Yu. Junction disclinations in plastically deformed crystals. *Acta Metall. Mater.* 1993. Vol. 41. Iss. 7. P. 2211–2217. DOI: 10.1016/0956-7151(93)90390-E.
3. Romanov A.E., Kolesnikova A.L. Application of disclination concept to solid structures. *Prog. Mat. Sci.* 2009. Vol. 54. Iss. 4. P. 740–769. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2009.03.002.
4. Seefeldt M. Disclinations in large-strain plastic deformation and work-hardening. *Rev. Adv. Mater. Sci.* 2001. Vol. 2. P. 44–79.
5. Van der Giessen E., Needleman A. Discrete dislocation plasticity: a simple planar model. *Model. Simulat. Mater. Sci. Eng.* 1995. Vol. 3. No 5. P. 689–735. DOI: 10.1088/0965-0393/3/5/008.
6. Needleman A., Van der Giessen E. Discrete dislocation and continuum descriptions of plastic flow. *Mater. Sci. Eng.: A*. 2001. Vol. 309-310. P. 1–13. DOI: 10.1016/S0921-5093(00)01684-1.
7. Deshpande V.S., Needleman A., Van der Giessen E. Finite strain discrete dislocation plasticity. *J. Mech. Phys. Solids*. 2003. Vol. 51. Iss. 11-12. P. 2057–2083. DOI: 10.1016/j.jmps.2003.09.012.
8. Balint D.S., Deshpande V.S., Needleman A., Van der Giessen E. Discrete dislocation plasticity analysis of the grain size dependence of the flow strength of polycrystals. *Int. J. Plasticity*. 2008. Vol. 24. Iss. 12. P. 2149–2172. DOI: 10.1016/j.ijplas.2007.08.005.
9. Agnihotri P.K., Van der Giessen E. On the rate sensitivity in discrete dislocation plasticity. *Mech. Mater.* 2015. Vol. 90. P. 37–46. DOI: 10.1016/j.mechmat.2015.01.009.
10. Keralavarma S.M., Curtin W.A. Strain hardening in 2D discrete dislocation dynamics simulations: A new '2.5D' algorithm. *J. Mech. Phys. Solids*. 2016. Vol. 95. P. 132–146. DOI: 10.1016/j.jmps.2016.05.028. <https://doi.org/10.1016/j.jmps.2016.05.028>.
11. Reali R., Boioli F., Gouriet K., Carrez P., Devincere B., Cordier P. Modeling plasticity of MgO by 2.5D dislocation dynamics simulations. *Mater. Sci. Eng.: A*. 2017. Vol. 690. P. 52–61. DOI: 10.1016/j.msea.2017.02.092.
12. Arsenlis A., Cai W., Tang M., Rhee M., Opperstrup T., Hommes G., Pierce T.G., Bulatov V.V. Enabling strain hardening simulations with dislocation dynamics. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.* 2007. Vol. 15. No 6. P. 553–596. DOI: 10.1088/0965-0393/15/6/001.
13. Carrez P., Cordier P., Devincere B., Kubin L.P. Dislocation reactions and junctions in MgO. *Mater. Sci. Eng. A*. 2005. Vol. 400-401. P. 325–328. DOI: 10.1016/j.msea.2005.03.071.
14. Devincere B., Kubin L., Hoc T. Collinear superjogs and the low-stress response of FCC crystals. *Scr. Matera*. 2007. Vol. 57. Iss. 10. P. 905–908. DOI: 10.1016/j.scriptamat.2007.07.026.
15. Aubry S., Rhee M., Hommes G., Bulatov V., Arsenlis A. Dislocation dynamics in hexagonal close-packed crystals. *J. Mech. Phys. Solids*. 2016. Vol. 94. P. 105–126. DOI: 10.1016/j.jmps.2016.04.019.
16. Wang Z.Q., Beyerlein I.J., LeSar R. Plastic anisotropy in FCC single crystals in high rate deformation. *Int. J. Plasticity*. 2009. Vol. 25. Iss. 1. P. 26–48. DOI: 10.1016/j.ijplas.2008.01.006.
17. Rybin V.V., Perevezentsev V.N., Svirina Yu.V. Analysis of the stability conditions for a dislocation pile-up hindered by the wedge disclination elastic field. *Technical Physics*. 2018. Vol. 63. No 7. P. 974–978. DOI: 10.1134/S1063784218070241.
18. Perevezentsev V.N., Sarafanov G.F., Svirina J.V. Computer simulation of the dislocation ensemble kinetics in the elastic fields of mesodefected and fragmentation processes during plastic deformation. *Mater. Phys. Mech.* 2014. Vol. 21. No 1. P. 78–98.
19. Perevezentsev V.N., Sarafanov G.F. The screening of mesodefected stress fields by dislocation ensemble and misorientation structure formation during plastic deformation. *Rev. Adv. Mater. Sci.* 2012. Vol. 30. No 1. P. 73–89.
20. Rybin V.V., Zisman A.A., Zolotarevsky N.Yu. Stykovye disklinatsii v plasticheski deformiruemyykh polikristallakh [Junction disclinations in plastically deformed polycrystals]. *Fizika tverdogo tela [Solid State Physics]*. 1985. Vol. 27. No 1. P. 181–186 (In Russian).
21. Rybin V.V. Regularities of mesostructures development in metals in the course of plastic deformation. *Problems of Material Science*. 2003. Vol. 1(33). P. 9–28.
22. Romanov A.E., Vladimirov V.I. Disclinations in crystalline solids. In: *Dislocations in solids*. Ed. F.R.N. Nabarro. North-Holland. Amsterdam. 1992. Vol. 9. P. 191–402.
23. Hirth J.P., Lothe J. *Theory of Dislocations*. New York. McGraw-Hill. 1968. 780 p.

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF JUNCTION DISCLINATIONS ON PLASTIC FLOW STRESS OF POLYCRYSTALS

Svirina J.V., 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*

Plastic deformation of polycrystalline solids is accompanied by the appearance of linear rotational-type mesodefects at grain boundary ledges and triple junction of grains, such as strain induced junction disclinations. Junction disclinations generate long-range spatially inhomogeneous fields of elastic stresses, which significantly influence on the structure formation, strain hardening and fracture of materials. In present work a comparative analysis of the contributions of junction disclinations of different sign and strength to the plastic flow stress of a polycrystal is performed. The results of calculations show, that when a pile-up of lattice dislocations passes through the elastic field of disclinations, general regularities are observed. Regardless of the sign of disclination, it has a retarding effect on the plastic shear. The equilibrium distributions of the linear density and the density of the Burgers vector of dislocations pile-up retarded by the elastic field of disclination are calculated. It is shown that the largest number of dislocations is concentrated not in the pile-up head, as in classical dislocation pile-ups stopped near impenetrable barriers, but in its central part. The dependences of the critical stress of the passage of the head dislocation of the pile-up through the force barrier of disclination are calculated depending on the strength and sign of disclination, the number of dislocations in the pile-up, and the distance between the disclination and the slip plane of lattice dislocations. It is shown that the change in the sign of disclination significantly influences on the form of the equilibrium distribution of dislocations along the length of the pile-up, but practically does not affect the value of the critical shear stress. It is shown that for a fixed number of dislocations in the pile-up, the critical shear stress increases with the distance between the slip plane and disclination. Thus, when plastic deformation is localized, the greatest strengthening effect from the elastic field of junction disclination is achieved not near the boundary, but far from it.

Keywords: plastic deformation, dislocations, strain induced junction disclinations, plastic flow stress.