

# ПЕРЕНОС ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЧЕРЕЗ ПРОСЛОЙКИ ГРАФЕНА В НАНОКОМПОЗИТАХ «МЕТАЛЛ–ГРАФЕН»

И.А. Овидько<sup>1,2,3\*</sup>, А.Г. Шейнерман<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательская лаборатория “Механика новых наноматериалов”,

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, 195251

<sup>2</sup>Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, 199178

<sup>3</sup>Математико-механический факультет, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504

\*e-mail: ovidko@nano.ipme.ru

**Аннотация.** Предложена модель, описывающая перенос пластической деформации через графеновые прослойки в нанокompозитах «металл–графен». В рамках модели перенос пластической деформации осуществляется путем образования дислокационного скопления в металлическом зерне и гомогенного зарождения новой дислокационной петли в соседнем зерне под действием приложенного напряжения и поля напряжений дислокационного скопления. Рассчитано критическое напряжение, необходимое для переноса пластической деформации через графеновые прослойки, как функция размера зерна  $d$  и толщины  $h$  графеновой прослойки.

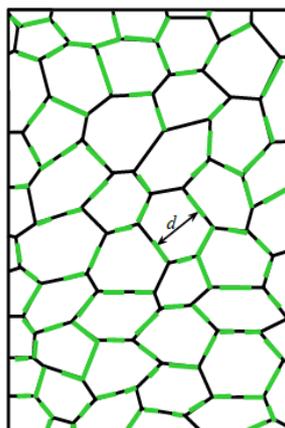
## 1. Введение

Благодаря высокой удельной площади поверхности и превосходным механическим свойствам графен очень перспективен для использования в качестве наполнителя в различных композиционных материалах [1–7]. В частности, в последние годы исследователи стали получать металломатричные нанокompозиты, упрочненные графеновыми включениями [8–17], которые имеют высокую прочность и твердость. В большинстве случаев такие композиты состоят из поликристаллической металлической матрицы и включений (прослоек) графена, расположенных в границах зерен металлической матрицы [9, 10, 12–15]. При этом основным механизмом, ответственным за высокую прочность композитов «металл–графен», является торможение решеточных дислокаций на графеновых прослойках, которые служат препятствиями для скольжения таких дислокаций [18]. В частности, скопления дислокаций возле графеновых прослоек наблюдались в пластически деформируемых металлических слоях многослойных композитов «металл–графен». Эти дислокации зарождались в металлической матрице и не проникали через графеновые прослойки [18]. Между тем, как и в случае обычных поликристаллических металлов, пластическая деформация композитов «металл–графен», в которых графеновые прослойки расположены в границах зерен и занимают большую часть таких границ, требует переноса пластической деформации из одного металлического зерна в другое.

Целью настоящей работы является разработка модели, описывающей перенос пластической деформации через графеновые прослойки в композитах «металл–графен», и расчет зависимостей критического напряжения, необходимого для осуществления этого процесса, от размера зерна металлической матрицы и толщины графеновых прослоек.

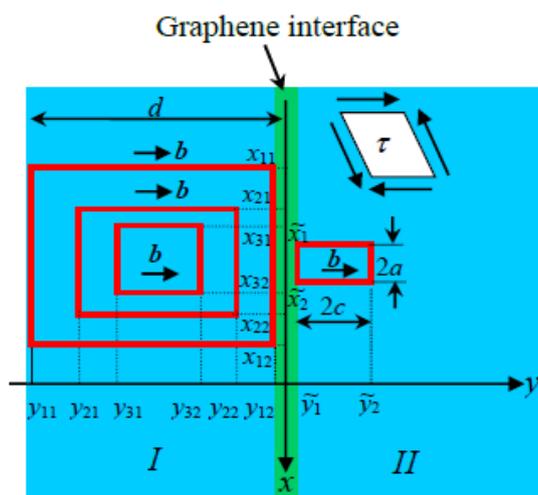
## 2. Перенос пластической деформации через графеновые прослойки. Модель

Рассмотрим композиционный материал, состоящий из поликристаллической металлической матрицы и графеновых прослоек, расположенных в границах зерен металлической матрицы (рис. 1).



**Рис. 1.** Структура композит «металл–графен». Композит состоит из поликристаллической матрицы и графеновых прослоек, расположенных в границах зерен поликристаллической матрицы.

Пусть тело находится под действием сдвигового напряжения  $\tau$ . Введем прямоугольную систему координат  $(x, y, z)$ , плоскость  $z = 0$  которой показана на рис. 2. В этой системе координат приложенное напряжение имеет единственную ненулевую компоненту  $\tau = \tau_{yz}$  (рис. 2).



**Рис. 2.** Перенос пластической деформации через графеновую прослойку. Перенос происходит в результате образования прямоугольной дислокационной петли скольжения в металлическом зерне *I* под действием приложенного сдвигового напряжения  $\tau$  и поля напряжений ансамбля прямоугольных петель скольжения, расположенных в соседнем металлическом зерне *II*.

Рассмотрим ансамбль, состоящий из  $N$  прямоугольных дислокационных петель скольжения с одинаковыми векторами Бюргера  $\mathbf{b} = b\mathbf{e}_y$  (где  $\mathbf{e}_y$  – единичный вектор, направленный вдоль оси  $y$ ), образовавшихся в результате действия источника Франка–Рида и заторможенных возле непроницаемой графеновой прослойки (рис. 2). Предположим, что в системе координат, изображенной на рис. 2, все петли расположены в плоскости  $z = 0$ , а их углы имеют координаты  $(x_{k1}, y_{k1})$ ,  $(x_{k2}, y_{k1})$ ,  $(x_{k2}, y_{k2})$  и  $(x_{k1}, y_{k2})$ , где  $k = 1, \dots, N$  – номер петли.

Действие приложенного напряжения  $\tau$  и поля напряжений, создаваемых ансамблем дислокационных петель, может привести к гомогенному зарождению новой дислокационной петли скольжения с вектором Бюргера  $\mathbf{b}$  в соседнем металлическом зерне, расположенном справа от прослойки графена (рис. 2). Пусть новая петля расположена в плоскости  $z = 0$ , а ее углы имеют координаты  $(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1)$ ,  $(\tilde{x}_2, \tilde{y}_1)$ ,  $(\tilde{x}_2, \tilde{y}_2)$  и  $(\tilde{x}_1, \tilde{y}_2)$ . Тогда размеры петли  $2a$  и  $2c$  определяются соотношениями  $2a = \tilde{x}_2 - \tilde{x}_1$  и  $2c = \tilde{y}_2 - \tilde{y}_1$  соответственно.

### 3. Энергетические характеристики и критическое напряжение процесса переноса пластической деформации через графеновые прослойки

Для оценки критических параметров переноса пластической деформации через графеновые прослойки рассчитаем изменение энергии  $\Delta W$ , связанное с образованием новой дислокационной петли (рис. 2). Для этого в первом приближении пренебрежем влиянием различия упругих модулей графеновой прослойки и металлической матрицы на поля напряжений и энергии дислокационных петель и рассмотрим композит «металл–графен» как упругоизотропное однородное твердое тело с модулем сдвига  $G$  и коэффициентом Пуассона  $\nu$ . Изменение энергии  $\Delta W$ , связанное с образованием новой дислокационной петли, представимо в виде [19]

$$\Delta W = W_l + \sum_{k=1}^N W_k^{\text{int}} - 4b\tau ac, \quad (1)$$

где  $W_l$  – собственная энергия новой дислокационной петли (включая энергию ее ядра),  $W_k^{\text{int}}$  – энергия ее упругого взаимодействия с  $k$ -ой дислокационной петлей, расположенной слева от графеновой прослойки, а слагаемое  $-4b\tau ac$  представляет собой энергию ее взаимодействия со сдвиговым напряжением  $\tau$  (или, иными словами, работу сдвигового напряжения, затраченную на формирование дислокационной петли).

Выражение для собственной энергии  $W_l$  новой дислокационной петли имеет следующий вид [20–22]:

$$W_l = \frac{Db^2}{2} \left( a \ln \frac{16a^2(\kappa - a)}{b^2(\kappa + a)} + (1 - \nu)c \ln \frac{16c^2(\kappa - c)}{b^2(\kappa + c)} - 2(2 - \nu)(a + c - \kappa) + 4(a + c) \right), \quad (2)$$

где  $\kappa = (a^2 + c^2)^{1/2}$ , а  $D = G / [2\pi(1 - \nu)]$ .

Энергия  $W_k^{\text{int}}$  рассчитывается следующим образом [23]:

$$W_k^{\text{int}} = -b \int_{\tilde{x}_1}^{\tilde{x}_2} \int_{\tilde{y}_1}^{\tilde{y}_2} \sigma_{yz}(x, y, z = 0) dy dx, \quad (3)$$

где  $\sigma_{yz}(x, y, z = 0)$  – компонента тензора напряжений, создаваемых  $k$ -ой

дислокационной петлей скольжения. Это выражение имеет вид [21, 22, 24]

$$\sigma_{yz}(x, y, z = 0) = -\frac{Db}{2} \frac{u}{v\rho} \left( 1 + (1-\nu) \frac{v^2}{u^2} \right) \bigg|_{x'=x_{k1}}^{x'=x_{k2}} \bigg|_{y'=y_{k1}}^{y'=y_{k2}}, \quad (4)$$

где  $u = x - x'$ , а  $v = y - y'$ .

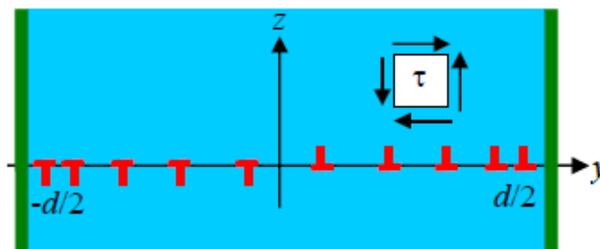
Подставляя формулу (4) в (3), получаем

$$W_k^{int} = \frac{Db^2}{4} \left\{ u \ln \frac{\sqrt{u^2 + v^2} - u}{\sqrt{u^2 + v^2} + u} + (1-\nu)v \ln \frac{\sqrt{u^2 + v^2} - v}{\sqrt{u^2 + v^2} + v} \right\} \bigg|_{x'=x_{k1}}^{x'=x_{k2}} \bigg|_{y'=y_{k1}}^{y'=y_{k2}} \bigg|_{x=\tilde{x}_1}^{x=\tilde{x}_2} \bigg|_{y=\tilde{y}_1}^{y=\tilde{y}_2}. \quad (5)$$

Формулы (1), (2) и (5) дают возможность рассчитать изменение энергии  $\Delta W$ . Рассчитаем  $\Delta W$  для случая композита «никель-графен», характеризуемого следующими параметрами никеля:  $G = 76$  GPa,  $\nu = 0.31$  и  $b = 0.249$  нм. Для простоты рассмотрим случай, когда первая (самая большая) дислокационная петля, остановленная возле графеновой прослойки, имеет квадратную форму, а размер петли  $d = y_{12} - y_{11} = x_{12} - x_{11}$  ограничен размером зерна никеля. В силу симметрии задачи логично предположить, что остальные петли, образуемые под действием источника Франка–Рида, также имеют квадратную форму. В первом приближении будем полагать, что число этих петель и равновесные расстояния между вертикальными сегментами петель равны числу дислокаций (и равновесным расстояниям между дислокациями) в дислокационном скоплении (содержащем дислокации разных знаков; см. рис. 3) длины  $d$ , ограниченном препятствиями (рис. 3). Равновесное число  $N$  дислокаций каждого знака в таком скоплении определяется соотношением [25]

$$N = \lfloor (1-\nu)d\tau / (Gb) \rfloor, \quad (6)$$

где  $\lfloor x \rfloor$  обозначает целую часть  $x$ .



**Рис. 3.** Геометрия дислокационного скопления, заторможенного перед препятствиями.

В приближении непрерывного распределения дислокаций в двойном скоплении выражение для плотности дислокаций  $\rho(y)$  (определяемой как число дислокаций, взятое с соответствующим знаком, на единицу длины скопления) представимо в виде [25]:

$$\rho(y) = \frac{4(1-\nu)\tau}{Gb} \frac{y}{(d^2 - 4y^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

Как следствие, для дискретного скопления расстояние между соседними дислокациями

с номерами  $k$  и  $k-1$  и положительными координатами  $y_k$  и  $y_{k-1}$  можно оценить с помощью равенства

$$\int_{y_{k-1}}^{y_k} \rho(y) dy = 1, \quad (8)$$

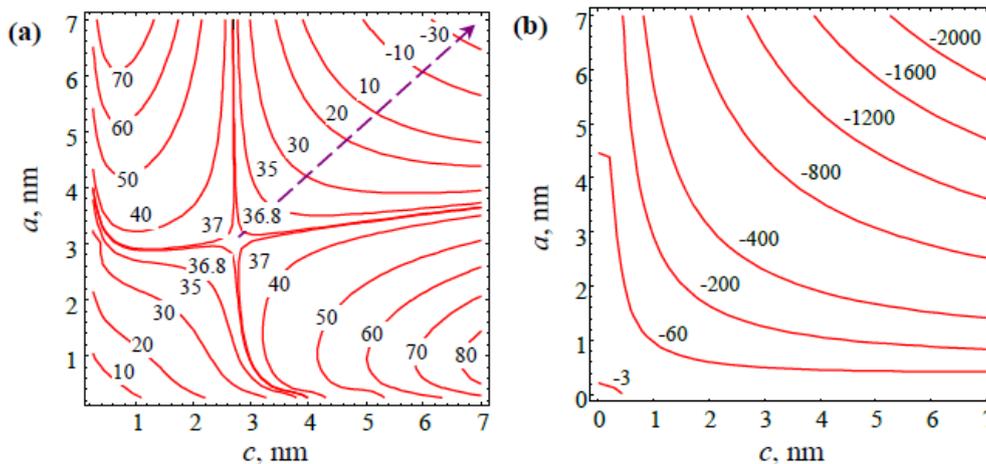
где  $k = 2, \dots, N$ , а  $y_N = d/2$ .

Из формул (7) и (8) получаем следующее рекуррентное соотношение для координат  $y_k$  дислокаций:

$$y_{k-1} = \left( d^2/4 - \left( (d^2/4 - y_k^2)^{1/2} + \frac{Gb}{2(1-\nu)\tau} \right)^2 \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Рассматривая координаты дислокаций как координаты дислокационных петель (рис. 3), получаем:  $y_{k2} = y_k - d/2$ ,  $y_{k1} = -y_k - d/2$ ,  $x_{k2} = y_k$ ,  $x_{k1} = -y_k$ . Координаты новой дислокационной петли, образованной справа от графеновой прослойки (рис. 2), имеют вид  $\tilde{y}_1 = h$ ,  $\tilde{y}_2 = h + 2c$ ,  $\tilde{x}_1 = -a$ ,  $\tilde{x}_2 = a$ .

Таким образом, мы рассчитали координаты углов дислокационных петель. Эти координаты были использованы для расчета изменения энергии  $\Delta W$ . Рассчитанные карты энергии  $\Delta W$  (в единицах  $Db^3$ ) в пространстве координат  $(c, a)$ , соответствующих половинам длин сторон новой дислокационной петли в композите «никель-графен», приведены на рис. 4 для  $\tau = 1$  ГПа и  $h = 1.7$  нм в случаях (а)  $d = 200$  нм и (б)  $d = 8$  мкм. Видно, что для достаточно малых значений сдвигового напряжения  $\tau$  и/или размера зерна  $d$  (рис. 4а) зарождение новой дислокационной петли требует преодоления энергетического барьера. Минимальный энергетический барьер  $W_b$  соответствует седловой точке на трехмерной поверхности  $\Delta W(c, a)$ . В частности, в случае, иллюстрированном на рис. 4а, имеем  $\Delta W \approx 36.9Db^3$  в точке ( $c \approx 2.7$  нм,  $a \approx 3$  нм).



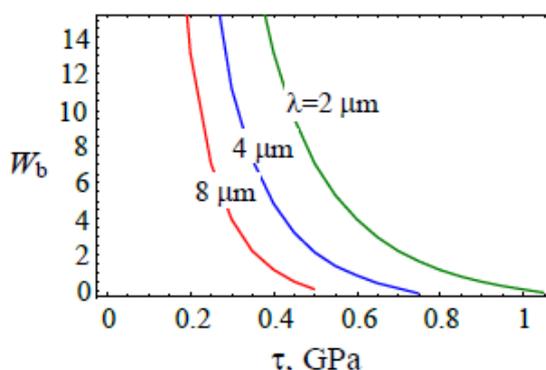
**Рис. 4.** Карты изменения энергии  $\Delta W$  (в единицах  $Db^3$ ), характеризующего зарождение новой дислокационной петли возле графеновой прослойки в композите «никель–графен», в координатах  $(c, a)$  для  $\tau = 1$  ГПа,  $h = 1.7$  нм;  $d = 200$  нм (а) и  $d = 8$  мкм (б).

Рассмотрим траекторию точки, которая определяет эволюцию новой дислокационной петли с координатами  $(x = c, y = a)$ . Ниже будем называть эту

траекторию траекторией дислокационной петли. Если траектория петли проходит через седловую точку, тогда (после седловой точки) петля входит в область (соответствующую правой верхней области на рис. 4а и 4b), в которой она становится устойчивой, то есть, выполняются условия  $\partial\Delta W / \partial c < 0$  и  $\partial\Delta W / \partial a < 0$ . В этой области расширение дислокационной петли в обоих направлениях становится энергетически выгодно. Направление расширения петли после прохождения петель седловой точки показано стрелкой на рис. 4а.

В то же время при достаточно высоких значениях сдвигового напряжения  $\tau$  и/или размера зерна  $d$  (рис. 4b) зарождение новой дислокационной петли может произойти без преодоления энергетического барьера. Это безбарьерное зарождение и эволюция новой дислокационной петли представляют собой безбарьерный перенос пластической деформации через графеновую прослойку в композите «металл–графен».

Зависимости минимального энергетического барьера  $W_b$  от приложенного сдвигового напряжения  $\tau$  показаны на рис. 5 для  $h = 1.7$  нм и различных значений  $d$ . Как следует из рис. 5, барьер  $W_b$  уменьшается с ростом  $\tau$  и/или  $d$ . Когда сдвиговое напряжение достигает критического значения  $\tau = \tau_{pl}$  (критического напряжения для безбарьерного переноса пластической деформации из одного металлического зерна в другое), энергетический барьер исчезает ( $W_b = 0$ ). В этом случае изменение энергии  $\Delta W$  всегда уменьшается с увеличением  $a$  и  $c$  (см. рис. 4b), и расширение дислокационной петли становится выгодно для любых размеров петли.

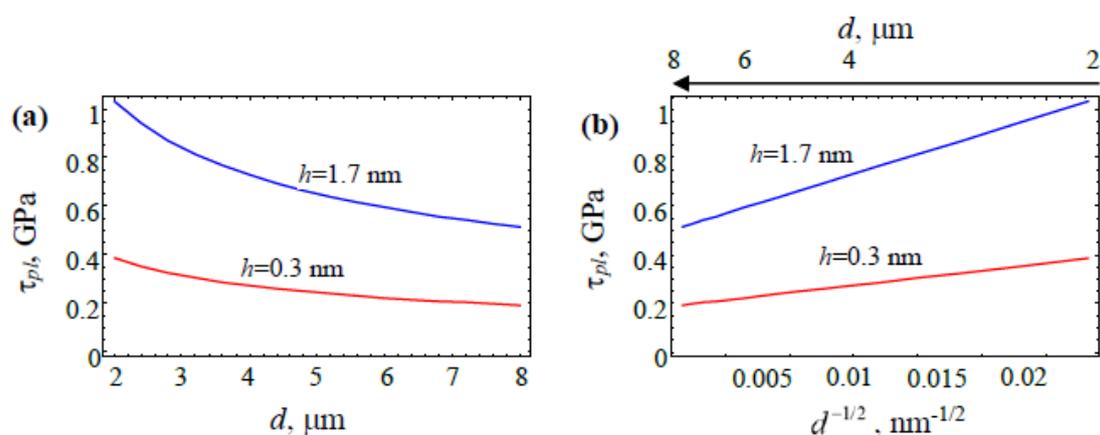


**Рис. 5.** Зависимости энергетического барьера  $W_b$  для образования дислокационной петли возле графеновой прослойки в матрице никеля от величины приложенного напряжения  $\tau$  для различных значений размера зерна  $d$ .

Зависимости критического сдвигового напряжения  $\tau_{pl}$  от размера зерна  $d$  показаны на рис. 6а для различных значений толщины  $h$  графеновой прослойки. На рис. 6а видно, что критическое напряжение  $\tau_{pl}$  (минимальное напряжение для безбарьерного формирования и расширения новой дислокационной петли, расположенной справа от графеновой прослойки) уменьшается с увеличением размера зерна  $d$  и/или уменьшением толщины  $h$  графеновой прослойки. Для заданного значения  $d$  напряжение  $\tau_{pl}$  минимально в случае монослойной графеновой прослойки толщиной  $h \approx 0.3$  нм.

Зависимости критического напряжения  $\tau_{pl}$  от параметра  $d^{-1/2}$  представлены на рис. 6б. Видно, что для любой толщины графеновой прослойки критическое напряжение  $\tau_{pl}$  находится в линейной зависимости с параметром  $d^{-1/2}$ , хотя наклон

кривых различен для различных значений  $h$ . Аналогичная зависимость критического напряжения (при деформации 5 %) от толщины металлических слоев экспериментально наблюдалась в работе [18] для случая слоистых композитов «металл–графен». Кроме того, обсуждаемые зависимости аналогичны традиционным зависимостям Холла–Петча, описывающим предел текучести однородного поликристаллического материала. Это сходство означает, что, как и обычные границы зерен в поликристаллах, графеновые прослойки в композитах «металл–графен» могут рассматриваться как упрочняющие структурные элементы, упрочняющий эффект которых растет с уменьшением размера металлических зерен. При этом упрочняющий эффект графеновых прослоек (характеризующийся углом наклона зависимости  $\tau_{pl}(d^{-1/2})$ ) растет с увеличением толщины  $h$  графеновой прослойки.



**Рис. 6.** Зависимости критического сдвигового напряжения  $\tau_{pl}$  для переноса пластической деформации через графеновую прослойку от размера зерна  $d$  в композите «никель–графен» в координатах  $(d, \tau_{pl})$  (а) и  $(d^{-1/2}, \tau_{pl})$  (б) для различных значений толщины  $h$  графеновой прослойки.

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложена модель переноса пластической деформации через графеновые прослойки в композитах «металл–графен». В рамках модели перенос пластической деформации из одного металлического зерна в другое происходит путем гомогенного зарождения и роста дислокационной петли в поле напряжений, создаваемых ансамблем дислокационных петель и внешней нагрузкой. Перенос пластической деформации характеризуется критическим сдвиговым напряжением  $\tau_{pl}$ . Критическое напряжение  $\tau_{pl}$  растет при уменьшении размера зерна  $d$ , причем вид зависимостей  $\tau_{pl}$  от размера зерна  $d$  аналогичен виду зависимостей Холла–Петча, описывающих предел текучести поликристаллов. При этом упрочняющий эффект графеновых прослоек растет с увеличением их толщины.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-29-00199).*

#### Литература

- [1] T. Kuilla, S. Bhadha, D. Yao, N.H. Kim, S. Bose, J.H. Lee // *Progress in Polymer Science* **35** (2010) 1350.
- [2] I.A. Ovid'ko // *Reviews on Advance Materials Science* **34** (2013) 19.
- [3] A. Nieto, D. Lahiri, A. Agarwal // *Materials Science and Engineering: A* **582** (2013) 338.
- [4] X. Shi, B. Peng, N.M. Pugno, H.J. Gao // *Applied Physics Letters* **100** (2012) 191913.

- [5] N.M. Pugno, T. Abdalrahman // *Nanoscience and Nanotechnology Letters* **4** (2012) 1064.
- [6] B. Liu, C.D. Reddy, J. Jiang, J.A. Baimova, S.V. Dmitriev, A.A. Nazarov, K. Zhou // *Physical Review B* **101** (2012) 211909.
- [7] J.A. Baimova, S.V. Dmitriev, K. Zhou // *Physica Status Solidi B* **249** (2012) 1393.
- [8] Т.С. Кольцова, А.Г. Насибулин, О.В. Толочко // *Научно-технические ведомости СПбГПУ* **106** (2010) 125.
- [9] J. Wang, Z. Li, G. Fan, H. Pan, Z. Chen, D. Zhang // *Scripta Materialia* **66** (2012) 594.
- [10] L.-Y. Chen, H. Konishi, A. Fehrenbacher, C. Ma, G.-Q. Hu, H. Choi, H.-F. Hu, F.E. Pfefferkorn, X.-C. Li // *Scripta Materialia* **67** (2012) 29.
- [11] T.S. Koltsova, L.I. Nasibulina, I.V. Anoshkin, V.V. Mishin, E.I. Kauppinen, O.V. Tolochko, A.G. Nasibulin // *Journal of Materials Science and Engineering B* **2** (2012) 240.
- [12] J. Hwang, T. Yoon, S.Y. Jin, J. Lee, T.-S. Kim, S.H. Hong, S. Jeon // *Advanced Materials* **25** (2013) 6724.
- [13] A.G. Nasibulin, T.S. Koltsova, L.I. Nasibulina, I.V. Anoshkin, A. Semench, O.V. Tolochko, E.I. Kauppinen // *Acta Materialia* **61** (2013) 862.
- [14] D. Kuang, L. Xu, L. Liu, W. Hu, Y. Wu // *Applied Surface Science* **273** (2013) 484.
- [15] C.L.P. Pavithra, B.V. Sarada, K.V. Rajulapoti, T.N. Rao, D. Sundararajan // *Scientific Reports* **4** (2014) 4049.
- [16] K. Chu, C. Jia // *Physica Status Solidi A* **211** (2014) 184.
- [17] I.A. Ovid'ko // *Reviews on Advanced Materials Science* **38** (2014) 190.
- [18] Y. Kim, J. Lee, M.S. Yeom, J.W. Shin, H. Kim, Y. Cui, J.W. Kysar, J. Hone, Y. Jung, S. Jeon, S.M. Yan // *Nature Communications* **4** (2013) 2114.
- [19] J.D. Eshelby, *Solid State Physics*, edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1956), vol. 3, p. 79
- [20] M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman // *Physica Status Solidi B* **241** (2004) 1810.
- [21] M.Yu. Gutkin // *Reviews on Advanced Materials Science* **13** (2006) 125.
- [22] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko // *Philosophical Magazine* **86** (2006) 1483.
- [23] T. Mura, *Advances in Materials Research*, edited by H. Herman (Interscience Publ., New York, 1968), vol. 3 p. 1; *Micromechanics of Defects in Solids* (Martinus Nijhoff, Dordrecht, 1987).
- [24] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, Yu.I. Meshcheryakov // *Journal de Physique III* **3** (1993) 1563.
- [25] J.P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocation* (Wiley, New York, 1982), p. 770.

## TRANSFER OF PLASTIC DEFORMATION THROUGH GRAPHENE INTERFACES IN METAL–GRAPHENE NANOCOMPOSITES

I.A. Ovid'ko<sup>1,2,3\*</sup>, A.G. Sheinerman<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Research Laboratory for Mechanics of New Nanomaterials, Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg 195251, Russia

<sup>2</sup>Institute for Problems in Mechanical Engineering, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg 199178, Russia

<sup>3</sup>Department of Mathematics and Mechanics, Saint Petersburg State University, St. Petersburg 198504, Russia

\*e-mail: ovidko@nano.ipme.ru

**Abstract.** A model is suggested that describes the transfer of plastic deformation through graphene interfaces in metal–graphene composites. Within the model, the transfer of plastic deformation is realized through the formation of a dislocation pileup in a metallic grain,

followed by the generation of a glide dislocation loop in a neighboring grain under the action of the applied stress and the stress field of the dislocation pileup. We calculated the critical stress for the transfer of plastic deformation through graphene interfaces as functions of the grain size  $d$  and the thickness  $h$  of the graphene interface.

### Acknowledgement

The work was supported by the Russian Science Foundation (grant 14-29-00199).

### References

- [1] T. Kuilla, S. Bhadha, D. Yao, N.H. Kim, S. Bose, J.H. Lee // *Progress in Polymer Science* **35** (2010) 1350.
- [2] I.A. Ovid'ko // *Reviews on Advance Materials Science* **34** (2013) 19.
- [3] A. Nieto, D. Lahiri, A. Agarwal // *Materials Science and Engineering: A* **582** (2013) 338.
- [4] X. Shi, B. Peng, N.M. Pugno, H.J. Gao // *Applied Physics Letters* **100** (2012) 191913.
- [5] N.M. Pugno, T. Abdalrahman // *Nanoscience and Nanotechnology Letters* **4** (2012) 1064.
- [6] B. Liu, C.D. Reddy, J. Jiang, J.A. Baimova, S.V. Dmitriev, A.A. Nazarov, K. Zhou // *Physical Review B* **101** (2012) 211909.
- [7] J.A. Baimova, S.V. Dmitriev, K. Zhou // *Physica Status Solidi B* **249** (2012) 1393.
- [8] T.S. Koltsova, A.G. Nasibulin, O.V. Tolochko // *Scientific and Technical Bulletin of St. Petersburg State Polytechnical University* **106** (2010) 125.
- [9] J. Wang, Z. Li, G. Fan, H. Pan, Z. Chen, D. Zhang // *Scripta Materialia* **66** (2012) 594.
- [10] L.-Y. Chen, H. Konishi, A. Fehrenbacher, C. Ma, G.-Q. Hu, H. Choi, H.-F. Hu, F.E. Pfefferkorn, X.-C. Li // *Scripta Materialia* **67** (2012) 29.
- [11] T.S. Koltsova, L.I. Nasibulina, I.V. Anoshkin, V.V. Mishin, E.I. Kauppinen, O.V. Tolochko, A.G. Nasibulin // *Journal of Materials Science and Engineering B* **2** (2012) 240.
- [12] J. Hwang, T. Yoon, S.Y. Jin, J. Lee, T.-S. Kim, S.H. Hong, S. Jeon // *Advanced Materials* **25** (2013) 6724.
- [13] A.G. Nasibulin, T.S. Koltsova, L.I. Nasibulina, I.V. Anoshkin, A. Semencha, O.V. Tolochko, E.I. Kauppinen // *Acta Materialia* **61** (2013) 862.
- [14] D. Kuang, L. Xu, L. Liu, W. Hu, Y. Wu // *Applied Surface Science* **273** (2013) 484.
- [15] C.L.P. Pavithra, B.V. Sarada, K.V. Rajulapoti, T.N. Rao, D. Sundararajan // *Scientific Reports* **4** (2014) 4049.
- [16] K. Chu, C. Jia // *Physica Status Solidi A* **211** (2014) 184.
- [17] I.A. Ovid'ko // *Reviews on Advanced Materials Science* **38** (2014) 190.
- [18] Y. Kim, J. Lee, M.S. Yeom, J.W. Shin, H. Kim, Y. Cui, J.W. Kysar, J. Hone, Y. Jung, S. Jeon, S.M. Yan // *Nature Communications* **4** (2013) 2114.
- [19] J.D. Eshelby, *Solid State Physics*, edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1956), vol. 3, p. 79
- [20] M.Yu. Gutkin, A.G. Sheinerman // *Physica Status Solidi B* **241** (2004) 1810.
- [21] M.Yu. Gutkin // *Reviews on Advanced Materials Science* **13** (2006) 125.
- [22] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko // *Philosophical Magazine* **86** (2006) 1483.
- [23] T. Mura, *Advances in Materials Research*, edited by H. Herman (Interscience Publ., New York, 1968), vol. 3 p. 1; *Micromechanics of Defects in Solids* (Martinus Nijhoff, Dordrecht, 1987).
- [24] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, Yu.I. Meshcheryakov // *Journal de Physique III* **3** (1993) 1563.
- [25] J.P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocation* (Wiley, New York, 1982), p. 770.