

07,18

Мультидисклинационные конфигурации в пентагональных микрокристаллах и двумерных углеродных структурах

© И.С. Ясников¹, А.Л. Колесникова^{2,3}, А.Е. Романов^{1,2,4}

¹ Тольяттинский государственный университет,
Тольятти, Россия

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург, Россия

³ Институт проблем машиноведения РАН,
Санкт-Петербург, Россия

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yasnikov@phystech.edu

(Поступила в Редакцию 7 декабря 2015 г.)

Рассмотрен механизм понижения упругой (латентной) энергии твердого тела, содержащего дефекты дисклинационного типа, путем введения мультидисклинационных конфигураций обратного знака. Обсуждается взаимосвязь предлагаемой модели с релаксационными модификациями микрокристаллов с пентагональной симметрией, а также со структурой двумерных углеродных пленок. Демонстрируется подход к прогнозированию новых углеродных структур, содержащих в своей основе мультидисклинационные конфигурации с экранированием.

А.Л.К. благодарит за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 15-01-05903); А.Е.Р. благодарит за поддержку Министерство образования и науки Российской Федерации (договор № 14.В25.31.0011 по постановлению № 220 Правительства РФ).

1. Введение

К настоящему времени в теории дефектов твердого тела выделяют два типа линейных дефектов, а именно, дислокации, как носители трансляционных мод деформации, и дисклинации, которые ответственны за ротационные моды деформации. Несмотря на то, что концепция дисклинаций была введена Вито Вольтерра в механику твердого тела в 1907 г. [1], подход, основанный на анализе ротационных мод деформации в реальных кристаллах, по-настоящему раскрыл себя только к концу прошлого века. Наиболее полные обзоры, посвященные развитию дисклинационной теории в физике твердого тела, можно найти в [2,3].

Необходимо отметить, что дисклинационный подход эффективен при описании свойств объемных (3D) кристаллов в виде малых частиц и микрокристаллов с пентагональной симметрией [4]. В частности, пути релаксации механических напряжений, которые позволяют сохранять форму пентагональных малых частиц (ПМЧ) и пентагональных микрокристаллов (ПМК) при их эволюции, получили свое объяснение в рамках дисклинационных моделей (см., например, [5–7]). Последние электронно-микроскопические исследования стабильности формы ПМЧ и ПМК также указывают на то, что в ее основе лежит дефект дисклинационного типа [8,9].

Клиновые дисклинации хорошо описывают особенности строения двумерных (2D) кристаллов: графенов [10,11] и фуллеренов [12]. Пяти- и семизвенные кольца в этих кристаллах трактуются как кольца, име-

ющие клиновые дисклинации в центре [12], а дисклинационный диполь рассматривается как супердислокация [10]. Кроме того, дисклинационное моделирование процессов в 3D-кристаллах может быть адаптировано для 2D-кристаллов. Например, в работе [11] расчет энергии симметричных границ зерен в графене был сделан с применением метода дисклинационно-структурных единиц, разработанного ранее для объемных поликристаллов [13,14]. Упругие поля дисклинаций и дислокаций в кристаллических плоских изотропных пленках, служащие основой энергетических расчетов, получаются простой заменой модуля Юнга и коэффициента Пуассона в формулах для полей этих прямолинейных дефектов в 3D-среде (см., например, [2,15]).

В настоящей работе рассматривается универсальная мультидисклинационная конфигурация с экранированием упругих полей, которая, на взгляд авторов работы, выявляется как в объемных микрокристаллах с пентагональной симметрией, так и в двумерных углеродных структурах.

2. Теоретическая модель

Рассмотрим бесконечно длинный упругий изотропный цилиндр радиуса R , вдоль оси которого лежит дисклинация мощностью Ω (рис. 1, a). На периферии по окружности меньшего радиуса r образуется N „компенсирующих“ дисклинаций противоположного знака с равной мощностью $\omega_m = -\omega$; $m = 1 \dots N$, которые расположены так, что угол β между радиальными направлениями

соседних дисклинаций равен $2\pi/N$ (рис. 1, *b*). В рамках настоящей работы мы выясним, как такая конфигурация способна понизить упругую энергию системы, и к каким следствиям это приводит.

Согласно [2] энергия парного взаимодействия клиновых дисклинаций мощностью ω_1 и ω_2 в цилиндре (рис. 1, *c*) имеет вид

$$W = \frac{G\omega_1\omega_2}{8\pi(1-\nu)} \left[(R_1^2 + R_2^2 - 2R_1R_2 \cos \theta) \times \ln \frac{R^2(R_1^2 + R_2^2 - 2R_1R_2 \cos \theta)}{R_1^2R_2^2 - 2R^2R_1R_2 \cos \theta + R^4} + R^2 - R_1^2 - R_2^2 + \frac{R_1^2R_2^2}{R^2} \right], \quad (1)$$

где θ — угол между радиальными направлениями дисклинаций, G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона упругой среды. Полная энергия системы дисклинаций, изображенной на рис. 1, *b*, включает в себя энергию взаимодействия периферийных дисклинаций, энергию взаимодействия центральной дисклинации с периферийными дисклинациями, а также собственные энергии центральной дисклинации и N периферийных дисклинаций. Здесь и далее полагаем энергию на единицу длины цилиндра.

2.1. Энергия взаимодействия периферийных дисклинаций W_{PP} . Все периферийные дисклинации, изображенные на рис. 1, *b*, лежат на одном расстоянии от центра цилиндра. Поэтому энергия взаимодействия двух таких дисклинаций между собой определяется формулой (1) при условии $R_1 = R_2 = r$, $\omega_1 = \omega_2 = -\omega$

$$W = \frac{G\omega^2R^2}{8\pi(1-\nu)} \left[(1 - \xi^2)^2 + 2\xi^2(1 - \cos \theta) \times \ln \frac{2\xi^2(1 - \cos \theta)}{1 - 2\xi^2 \cos \theta + \xi^4} \right], \quad (2)$$

где параметр $\xi = \frac{r}{R}$ ($0 < \xi < 1$).

Присвоим периферийным дисклинациям номера от 1 до N (рис. 1, *b*). Тогда энергию взаимодействия дисклинации с номером 1 со всеми остальными пронумерованными дисклинациями можно записать в виде суммы энергий (2) со значениями углов $\theta = m\beta$, $m = 1, 2, \dots, N-1$

$$W_{1\Sigma} = W_{12} + W_{13} + \dots + W_{1N} = \frac{G\omega^2R^2}{8\pi(1-\nu)} \times \left[(N-1)(1 - \xi^2)^2 + 2\xi^2 \sum_{m=1}^{N-1} (1 - \cos m\beta) \times \ln \frac{2\xi^2(1 - \cos m\beta)}{1 - 2\xi^2 \cos m\beta + \xi^4} \right]. \quad (3)$$

Такой же будет энергия взаимодействия любой из N дисклинаций со всеми остальными периферийными дисклинациями. Суммируя формулу (3) N раз и учитывая то,

что $W_{ij} = W_{ji}$, получим полную энергию взаимодействия периферийных дисклинаций между собой

$$W_{PP} = \frac{1}{2} NW_{1\Sigma} = \frac{GN\omega^2R^2}{16\pi(1-\nu)} \left[(N-1)(1 - \xi^2)^2 + 2\xi^2 \times \sum_{m=1}^{N-1} \left(1 - \cos \frac{2\pi m}{N} \right) \ln \frac{2\xi^2 \left(1 - \cos \frac{2\pi m}{N} \right)}{1 - 2\xi^2 \cos \frac{2\pi m}{N} + \xi^4} \right] \quad (4)$$

или

$$W_{PP} = \frac{GN\omega^2R^2(1 - \xi^2)^2}{16\pi(1-\nu)} \left[(N-1) - \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right) \right], \quad (5)$$

где

$$\Upsilon(\xi, m, N) = \frac{4\xi^2 \sin^2 \frac{\pi m}{N}}{(1 - \xi^2)^2}. \quad (6)$$

2.2. Энергия взаимодействия центральной дисклинации со всеми периферийными дисклинациями W_{CP} . Энергия взаимодействия центральной дисклинации с одной периферийной дисклинацией $W_{\Omega\omega}$ вычисляется по (1), в которой $\omega_1 = -\omega$, $R_1 = r$, $\omega_2 = \Omega$, $R_2 = 0$, $\theta = 0$

$$W_{\Omega\omega} = -\frac{G\Omega\omega R^2}{8\pi(1-\nu)} [1 - \xi^2 + 2\xi^2 \ln \xi]. \quad (7)$$

Отсюда полная энергия взаимодействия центральной дисклинации с N периферийными дисклинациями может быть найдена из соотношения

$$W_{CP} = -\frac{GN\Omega\omega R^2}{8\pi(1-\nu)} [1 - \xi^2 + 2\xi^2 \ln \xi]. \quad (8)$$

2.3. Энергия клиновой дисклинации в центре цилиндра W_C . Энергия клиновой дисклинации мощностью Ω (рис. 1, *a*) определяется следующим выражением [2]

$$W_C = \frac{G\Omega^2R^2}{16\pi(1-\nu)}. \quad (9)$$

2.4. Суммарная собственная энергия периферийных дисклинаций W_P . Собственная упругая энергия каждой из N дисклинаций мощности $-\omega$, отстоящих от центра цилиндра радиуса R на расстоянии r , равна [2]

$$W_1 = \frac{G\omega^2R^2}{16\pi(1-\nu)} (1 - \xi^2)^2. \quad (10)$$

Следовательно, суммарная собственная энергия периферийных дисклинаций W_P имеет вид

$$W_P = \frac{GN\omega^2R^2}{16\pi(1-\nu)} (1 - \xi^2)^2. \quad (11)$$

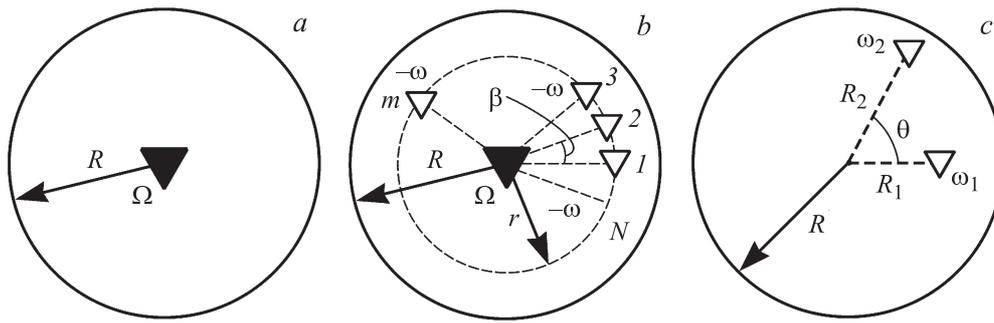


Рис. 1. Дискликации в бесконечном цилиндре. *a* — одиночная центральная клиновидная дискликация, как начальное состояние системы; *b* — мультидисклинационная конфигурация, как конечное состояние системы; *c* — конфигурация для расчета парного взаимодействия клиновидных дискликаций.

Полная энергия ансамбля дискликаций, изображенного на рис. 1, *b*, есть сумма собственных энергий дискликаций и энергии взаимодействия дискликаций между собой

$$W_{\text{total}} = W_{PP} + W_{CP} + W_P + W_C. \quad (12)$$

С учетом (5), (8), (9) и (11) выражение (12) примет вид

$$\begin{aligned} W_{\text{total}} = & \frac{G\Omega^2 R^2}{16\pi(1-\nu)} + \frac{GN\omega^2 R^2}{16\pi(1-\nu)}(1-\xi^2)^2 \\ & - \frac{GN\Omega\omega R^2}{8\pi(1-\nu)}[1-\xi^2 + 2\xi^2 \ln \xi] \\ & + \frac{GN\omega^2 R^2(1-\xi^2)^2}{16\pi(1-\nu)} \left[(N-1) \right. \\ & \left. - \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right) \right]. \quad (13) \end{aligned}$$

Преобразование формулы (13) приводит к следующему выражению:

$$\begin{aligned} W_{\text{total}} = & \frac{G\Omega^2 R^2}{16\pi(1-\nu)} \left[\left(1 - \frac{\omega N}{\Omega} (1-\xi^2) \right)^2 \right. \\ & - \frac{4\omega N}{\Omega} \xi^2 \ln \xi - (1-\xi^2)^2 \left(\frac{\omega N}{\Omega} \right)^2 \\ & \left. \times \left[\frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right) \right] \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

В том случае, когда мощность периферийных дискликаций полностью компенсирует мощность центральной дискликации, $\frac{\omega N}{\Omega} = 1$, формула (14) приобретает про-

стую форму

$$\begin{aligned} W_{\text{total}} = & \frac{G\Omega^2 R^2}{16\pi(1-\nu)} \left[\xi^4 - 4\xi^2 \ln \xi - (1-\xi^2)^2 \right. \\ & \left. \times \left[\frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right) \right] \right]. \quad (15) \end{aligned}$$

Найдем относительное изменение упругой энергии при экранировании в цилиндре центральной дискликации мощности Ω системой периферийных дискликаций, противоположных по знаку и суммарно равных по модулю мощности центральной дискликации

$$\begin{aligned} \frac{\Delta W}{W_{\text{in}}} = & \xi^4 - 4\xi^2 \ln \xi - 1 - (1-\xi^2)^2 \\ & \times \left[\frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right) \right], \quad (16) \end{aligned}$$

где $\Delta W = W_{\text{total}} - W_{\text{in}}$, W_{in} — начальная энергия цилиндра с дискликацией до экранирования периферийными дискликациями, т.е. $W_{\text{in}} = W_C$, см. (9).

Выражение (16) включает в себя функциональный ряд $\sum_{m=1}^{N-1} \Phi(\xi, m, N)$ с общим членом вида

$$\Phi(\xi, m, N) = \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right), \quad (17)$$

где функция $\Upsilon(\xi, m, N)$ определяется зависимостью (6). На всей области допустимых значений функции $\Upsilon(\xi, m, N)$ справедливо неравенство $0 < \Phi(\xi, m, N) < 1$. Отсюда следует оценка частичной суммы ряда $\sum_{m=1}^{N-1} \Phi(\xi, m, N)$ в виде

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{N-1} \Phi(\xi, m, N) = & \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right) \\ = & \Xi(N-1), \quad (18) \end{aligned}$$

где Ξ — максимальное значение функции $\Phi(\xi, m, N)$ на ее области значений, т.е. $0 < \Xi < 1$.

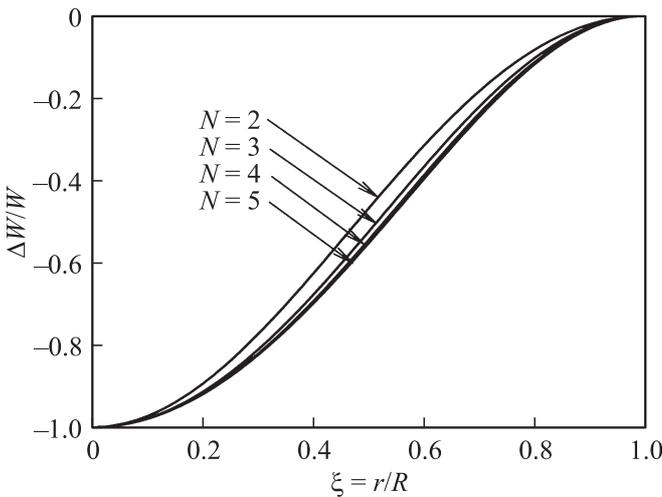


Рис. 2. Графики зависимостей относительного изменения упругой энергии при экранировании центральной дисклинации в цилиндре системой N периферийных дисклинаций, противоположных по знаку и суммарно равных по мощности центральной дисклинации, от размерного фактора $\xi = r/R$. Здесь r — радиус окружности, по которой расположены экранирующие дисклинации, R — радиус цилиндра.

При условии $N \rightarrow +\infty$ можно оценить значение функции в квадратных скобках выражения (16) как следующее:

$$\lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N-1} \Upsilon(\xi, m, N) \ln \left(1 + \frac{1}{\Upsilon(\xi, m, N)} \right) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \left[\Xi \frac{N-1}{N} \right] = \Xi. \quad (19)$$

Из выражения (19) получаем оценку отношения (16)

$$\frac{\Delta W}{W_{in}} = \xi^4 - 4\xi^2 \ln \xi - 1 - \Xi(1 - \xi^2)^2, \quad \text{где } 0 < \Xi < 1. \quad (20)$$

Исследование зависимости $\frac{\Delta W}{W_{in}}(\xi, N)$ в интервале $0 < \xi < 1$ при различных N вплоть до $N \rightarrow +\infty$ показывает, что относительное изменение упругой энергии, задаваемое формулами (16) и (20), существенно отрицательно на всей области определения, а значит введение периферийных дисклинаций, противоположных по знаку и суммарно равных по модулю мощности центральной дисклинации, всегда понижает упругую энергию системы. На рис. 2 в качестве примеров показаны графики зависимостей $\frac{\Delta W}{W_{in}}(\xi, N)$ для $N = 2, 3, 4$ и 5 . Систему, представленную на рис. 1, *b*, в дальнейшем будем называть мультидисклинационной конфигурацией с экранированием (МДК).

3. Структуры на основе мультидисклинационных конфигураций с экранированием

Известно, что МДК при $N = 2$ описывает два дисклинационных диполя [2], а при $N = 3$ — тройные стыки границ зерен в объемных наноматериалах [3].

Случай $N = 5$ соответствует одному из каналов релаксации упругой энергии в ПМЧ, связанному с образованием на периферии ПМЧ-областей с отсутствием двойниковых границ. Электронномикроскопические изображения микрокристаллов меди с пентагональной симметрией, у которых отмечено существование приповерхностного слоя без двойниковых границ, представлено на рис. 3, *a–c*. Строение такой частицы схематично показано на рис. 3, *d*. В центре ПМЧ находится область A , представляющая собой пентагональный микрокристалл с группой симметрии D_{5h} . Область A содержит дефект дисклинационного типа и пять отходящих от него оборванных двойниковых границ, которые разделяют кристалл на сектора с ГЦК-решеткой. Если бы электролитический рост микрокристалла прекратился на стадии формирования области A , то его внешние грани имели бы индексы Миллера $\{100\}$. Однако в процессе дальнейшего осаждения меди и рекристаллизации периферии ПМЧ возник слой с отсутствием двойниковых границ, состоящий, в свою очередь, из областей двух видов, обозначенных на схеме, как B и C . Области B имеют кристаллографическую текстуру, параллельную внешним граням $\{100\}$ области A . Области C представляют собой клиновидные вставки между областями B . МДК-модель при $N = 5$ (рис. 1, *b*) позволяет объяснить понижение энергии ПМЧ при образовании непентагонального слоя [16].

Изменение энергии при вышеописанной модификации габитуса имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta W_{N=5} = & \frac{G\Omega^2 R^2}{16\pi(1-\nu)} \left[\xi^4 - 4\xi^2 \ln \xi - 1 + \frac{4}{5} \xi^2 \right. \\ & \times \left[(1 - \cos \beta) \ln \frac{2\xi^2(1 - \cos \beta)}{\xi^4 - 2\xi^2 \cos \beta + 1} \right. \\ & \left. \left. + (1 - \cos 2\beta) \ln \frac{2\xi^2(1 - \cos 2\beta)}{\xi^4 - 2\xi^2 \cos 2\beta + 1} \right] \right] \\ & + \frac{10GbR\Theta(A - \ln \Theta)}{4\pi(1-\nu)} \left(-\xi \cos \frac{\beta}{2} \right. \\ & \left. + \sqrt{1 - \xi^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}} \right) + 5\gamma_{ib}(\xi - 1)R, \quad (21) \end{aligned}$$

где первое слагаемое следует из формулы (16) при $N = 5$, второе слагаемое описывает учет образования малоугловых дислокационных границ на периферии ПМЧ, (b — величина вектора Бюргера дислокации в границе, Θ — угол разориентировки дислокационной

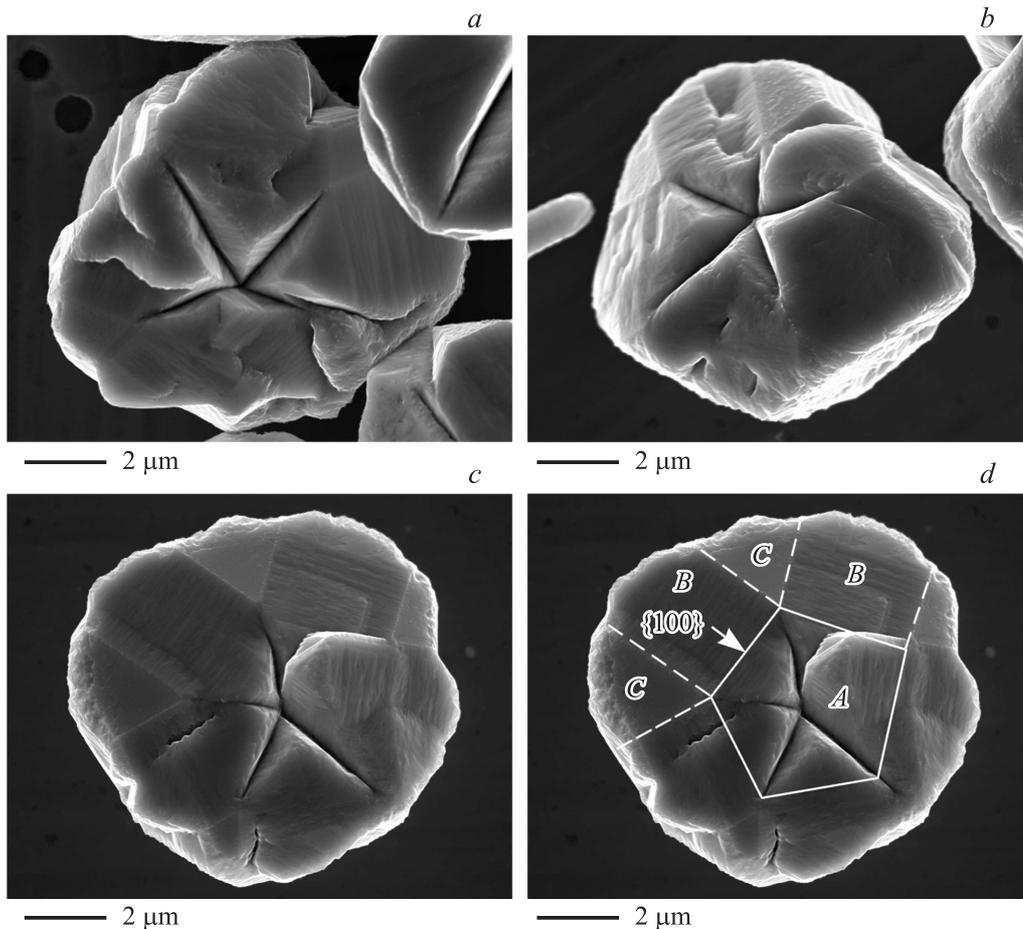


Рис. 3. Электронномикроскопические изображения микрокристаллов меди с пентагональной симметрией, у которых отмечено существование на периферии области с отсутствием двойниковых границ (*a–c*), и их строение (*d*).

границы, $A = 1 + \ln\left(\frac{b}{2\pi r_0}\right)$, где r_0 — радиус ядра дислокации), а третье — изменение длины двойниковых границ (γ_{ib} — поверхностная энергия двойниковых границ). Проведенный в [16] теоретический анализ позволил, в частности, оценить критический размер ПМЧ, при котором данное преобразование ПМЧ станет энергетически выгодным.

Факт понижения упругой энергии в МДК имеет интересное следствие применительно к двумерным кристаллическим пленкам — графенам [17]. Оно состоит в том, что МДК могут быть и формфактором двумерных углеродных структур типа графенов. Для обоснования этого предположения рассмотрим графитовый монослой, в котором каждый атом углерода связан ковалентными связями с тремя соседями, и при этом атомы образуют шестизвенную сетку (графен). Процедура получения пяти- и семизвенных колец в такой сетке путем удаления или введения в монослой сектора с углом раствора $\omega = \pi/3$ достаточно подробно описана в работе [12]. Соответственно введение пятизвенного кольца в шестизвенную сетку эквивалентно введению положительной дисклинации мощностью $\pi/3$, а введение семизвенного кольца в шестизвенную сетку эквивалентно введению от-

рицательной дисклинации мощностью $-\pi/3$ (рис. 4, *a*). Наличие одиночной дисклинации в материале приводит к чрезвычайно высокой плотности упругой энергии $W \sim G\omega^2$, где G — характерный упругий модуль материала. Однако, как в трехмерном, так и в двумерном кристалле упругая энергия может быть понижена за счет введения дополнительных экранирующих дефектов, например, дисклинаций противоположного знака. В отсутствии экранирующих дефектов пленка с дисклинацией понижает упругую энергию только путем изменения своей кривизны и из плоской становится конической [12], что и было выявлено экспериментально в [18]. Если же в графитовом монослое попарно и равномерно распределены пяти- и семизвенные кольца [19], то монослой сохранит свою кривизну. В частности, „родственный“ графена — фаграфен [20] является продуктом введения в бездефектную шестизвенную сетку графена пар пяти- и семизвенных колец (рис. 4, *b*) и с точки зрения теории дефектов представляет собой сетку дисклинационных диполей в графене.

То обстоятельство, что введение экранирующих дисклинаций в систему с дисклинацией (рис. 1, *b*) существенно понижает ее упругую энергию (рис. 2 и формула (16)), открывает подход к прогнозированию новых

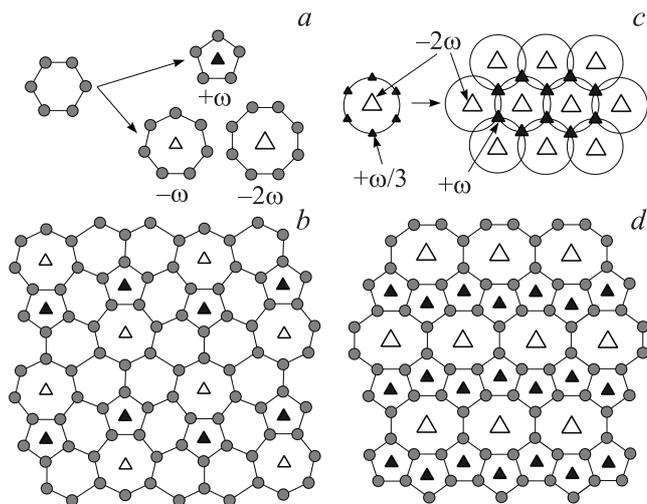


Рис. 4. Мультидисклинационные конфигурации с экранированием в двумерных углеродных пленках: *a* — образование положительных и отрицательных дисклинаций в углеродных кольцах; *b* — фаграфен как регулярная структура дисклинационных диполей с экранированием упругих полей; *c* — подход к реализации регулярной структуры на основе мультидисклинационной конфигурации с экранированием; *d* — регулярная структура на основе пяти- и восьмизвенных углеродных колец как регулярная структура на основе мультидисклинационной конфигурации с экранированием.

двумерных углеродных структур, в которых так же, как и в фаграфене основным структурным элементом будут МДК.

Например, МДК, представленная на рис. 4, *c*, является экранированной, так как в центре расположена отрицательная дисклинация мощностью -2ω , а на периферии по окружности расположены 6 положительных дисклинаций мощностью $+\omega/3$ каждая. Из этой МДК, как из структурной единицы составим периодическую двумерную сетку (рис. 4, *c* справа). Принимая $\omega = \pi/3$ и заменяя положительные дисклинации мощностью $+\omega$ пятизвенными углеродными кольцами, а отрицательные дисклинации мощностью -2ω восьмизвенными углеродными кольцами, мы получаем новую регулярную двумерную углеродную структуру (рис. 4, *d*), которая содержит в своем составе дефекты дисклинационного типа, но при этом не содержит искаженных шестизвенных колец, как фаграфен. В новой структуре, представленной на рис. 4, *d*, каждый атом углерода связан ковалентными связями с тремя соседями как в графене и в фаграфене, а значит, существование такой структуры не противоречит понятию о химических связях.

4. Заключение

Рассмотренные в настоящей работе МДК с экранированием упругих полей могут являться структурообразующим элементом релаксационных модификаций микро-

кристаллов с пентагональной симметрией и двумерных углеродных структур.

При этом, дисклинационный подход не только успешно применим для описания двумерных углеродных структур, но и позволяет прогнозировать новые структуры с учетом минимизации латентной энергии при введении дефектов в изначально бездефектную углеродную пленку.

Список литературы

- [1] V. Volterra. *Annales Ecole Normale Sup Paris* **24**, 401 (1907).
- [2] A.E. Romanov, V.I. Vladimirov. *Disclinations in crystalline solids*, in *Dislocations in Solids* / Ed. F.R.N. Nabarro. North-Holland (1992). V. 9. P. 191.
- [3] A.E. Romanov, A.L. Kolesnikova. *Prog. Mater. Sci.* **54**, 740 (2009).
- [4] V.G. Gryaznov, J. Heidenreich, A.M. Kaprelov, S.A. Nepijko, A.E. Romanov, J. Urban. *Cryst. Res. Technol.* **34**, 1091 (1999).
- [5] V.G. Gryaznov, A.M. Kaprelov, A.E. Romanov, I.A. Polonskii. *Phys. Status Solidi B* **167**, 441 (1991).
- [6] А.Л. Колесникова, А.Е. Романов. *Письма в ЖТФ* **33**, 73 (2007).
- [7] L.M. Dorogin, S. Vlassov, A.L. Kolesnikova, I. Kink, R. Löhms, A.E. Romanov. *Phys. Status Solidi B* **247**, 2, 288 (2010).
- [8] И.С. Ясников. *Письма в ЖЭТФ* **97**, 592 (2013).
- [9] I.S. Yasnikov, M.V. Dorogov, M.N. Tyurkov, A.A. Vikarchuk, A.E. Romanov. *Cryst. Res. Technol.* **50**, 289 (2015).
- [10] O.V. Yazyev. *Solid State Commun.* **152**, 15, 1431 (2012).
- [11] A.E. Romanov, A.L. Kolesnikova, T.S. Orlova, I. Hussainova, V.E. Bougrov, R.Z. Valiev. *Carbon* **81**, 223 (2015).
- [12] А.Л. Колесникова, А.Е. Романов. *ФТТ* **40**, 1178 (1998).
- [13] V.V. Gertsman, A.A. Nazarov, A.E. Romanov, R.Z. Valiev, V.I. Vladimirov. *Phil. Mag. A* **59**, 5, 1113 (1989).
- [14] A.A. Nazarov, A.E. Romanov, R.Z. Valiev. *Acta Met. Mater.* **41**, 4, 1033 (1993).
- [15] А.Л. Колесникова, Т.С. Орлова, I. Hussainova, А.Е. Романов. *ФТТ* **56**, 2480 (2014).
- [16] I.S. Yasnikov, A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov. *Philosoph. Mag. Lett.* **95**, 9, 450 (2015).
- [17] A.K. Geim, K.S. Novoselov. *Nature Mater.* **6**, 183 (2007).
- [18] A. Krishnan, E. Dujardin, M.M.J. Treacy, J. Hugdahl, S. Lynum, T.W. Ebbesen. *Nature* **388**, 451 (1997).
- [19] Y. Wei, J. Wu, H. Yin, X. Shi, R. Yang, M. Dresselhaus. *Nature Mater.* **11**, 759 (2012).
- [20] Z. Wang, X.-F. Zhou, X. Zhang, Q. Zhu, H. Dong, M. Zhao, A.R. Oganov. *Nanolett.* **15**, 6182 (2015).