

## Дислокационные петли в сплошных и полых полупроводниковых и металлических наногетероструктурах

© М.Ю. Гуткин<sup>1-3</sup>, С.А. Красницкий<sup>2,3</sup>, А.М. Смирнов<sup>3</sup>, А.Л. Колесникова<sup>1,3,4</sup>, А.Е. Романов<sup>3-5</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем машиноведения РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,  
механики и оптики,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Тольяттинский государственный университет,  
Тольятти, Россия

<sup>5</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: m.y.gutkin@gmail.com, krasnitsky@inbox.ru, smirnov.mech@gmail.com,  
anna.kolesnikova.physics@gmail.com, alexey.romanov@niuitmo.ru

(Поступила в Редакцию 8 декабря 2014 г.)

Рассмотрены теоретические модели релаксации напряжений несоответствия в сплошных и полых композитных наночастицах полупроводников и металлов типа „ядро–оболочка“ за счет образования дислокаций двух типов: круговой призматической дислокационной петли (ПДП), залегающей на границе раздела в экваториальной плоскости наночастицы, и прямоугольной ПДП, прорастающей со свободной поверхности такой наночастицы и вытянутой вдоль ее поверхности. Проведено сравнение критических условий зарождения таких петель. Показано, что в случае относительно малых значений решеточного несоответствия материалов ядра и оболочки выгодно либо когерентное (бездислокационное) состояние наночастицы, либо ее релаксированное состояние с круговой ПДП на границе раздела. При больших значениях несоответствия когерентное состояние невыгодно. В этом случае по мере роста толщины оболочки можно ожидать сначала появления прямоугольных ПДП, потом круговых ПДП при сохранении прямоугольных ПДП, а затем постепенного разрастания и трансформации прямоугольных ПДП в круговые.

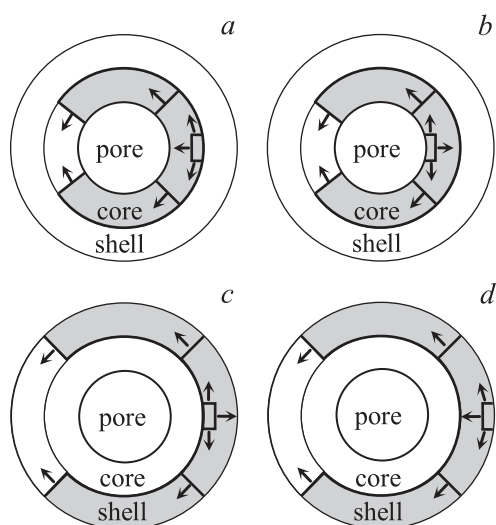
Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (грант РНФ № 14-29-00086). Исследования А.Л.К. и А.Е.Р. также частично поддержаны грантом Министерства образования и науки РФ (постановление № 220) в ФГБОУ ВПО „Тольяттинский государственный университет“ (договор № 14.B25.31.0011), А.Е.Р. выполнял исследования в ФТИ им. А.Ф. Иоффе при поддержке ФАНО.

### 1. Введение

Разработка, изучение и использование композитных наночастиц представляют собой обширные области на переднем крае развития современных нанотехнологий. Благодаря тому, что электронные, магнитные и оптические свойства таких наночастиц сильно зависят от их размера, формы, химического состава и типа кристаллической решетки, открываются широкие перспективы их применения в оптоэлектронике, фотонике, спинтронике, солнечных батареях, сенсорных устройствах, устройствах накопления и передачи информации, катализе, медицине и т.д. [1–7]. В частности, особый интерес вызывают наночастицы, состоящие из разнородных материалов ядра и оболочки. При этом ядра таких наночастиц могут быть как сплошными, так и полыми [8–11]. Примеры сплошных наночастиц хорошо известны, их можно найти в обзорах [1–7]. Примером полых могут служить синтезированные недавно сферически симметричные наночастицы Au–Pt и Au–Pd [9], а также нанокублики Pd–Rh [10]. И те, и другие проявляют

лучшую каталитическую активность, чем однородные наночастицы Pt и Pd. Полые полупроводниковые наночастицы ZnS–Ag<sub>2</sub>S и Ag<sub>2</sub>S–ZnS при фотолюминесценции демонстрируют значительно более высокий квантовый выход (соответственно 21 и 39%), чем полые однородные наночастицы ZnS (14%) [11].

Неоднородность фазового состава композитных наночастиц приводит к появлению в них остаточных упругих деформаций и напряжений, вызванных несоответствием параметров кристаллических решеток и коэффициентов теплового расширения составляющих. Согласно существующим теоретическим моделям [12–14], в сплошных наночастицах типа ядро–оболочка возможны различные механизмы релаксации напряжений несоответствия, включающие образование дислокаций несоответствия (ДН) вокруг ядра, призматических и скользящих дислокационных петель в оболочке, трещин в ядре или в оболочке, отслоение ядра от оболочки и смещение ядра из центра наночастицы. Приближенные расчеты [13,14] показали, что образование ДН оказывается энергетически более предпочтительным, чем зарождение тре-



**Рис. 1.** Схемы зарождения прямоугольных призматических дислокационных петель на межфазной (*a, c*) и свободных (*b, d*) границах в полый композитной наночастице типа ядро–оболочка с постепенным расширением этих петель и превращением в замкнутую круговую призматическую петлю дислокации несоответствия на межфазной границе.

щин или отслоение ядра от оболочки. Действительно, ДН наблюдались как в сплошных наночастицах Au–Pd [15,16], Au–FePt<sub>3</sub> [17], так и в полых наночастицах Pd–Rh [10]. По мнению авторов работы [18], наблюдавшееся ими резкое ухудшение оптических свойств наночастиц CdSe–CdS при достижении толщиной оболочки некоторого критического значения было вызвано появлением ДН на границе ядра и оболочки.

Недавние точные расчеты критических условий образования круговых призматических петель ДН вокруг сплошных [19] и полых [20] ядер в сферически симметричных композитных наночастицах показали, что наиболее предпочтительным местом зарождения таких петель являются экваториальные плоскости наночастиц. Это хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями ДН в сплошных наночастицах Au–Pd [16] и Au–FePt<sub>3</sub> [17]. Кроме того, было показано, что наночастицы с полыми ядрами более устойчивы к образованию ДН, чем сплошные наночастицы [20].

В теоретических моделях [13,14,19,20], посвященных определению критических условий появления призматических петель ДН в сферически симметричных наночастицах типа ядро–оболочка, не рассматривался сам механизм образования петель ДН и соответственно не учитывались энергетические барьеры, связанные с их зарождением. Эти вопросы исследовались в работах [21,22], в которых предполагалось, что начальным этапом формирования вокруг ядер круговых призматических петель ДН является зарождение на внешних или внутренних границах раздела малых прямоугольных призматических дислокационных петель (далее прямоугольных ПДП). Постепенное расширение таких начальных петель внут-

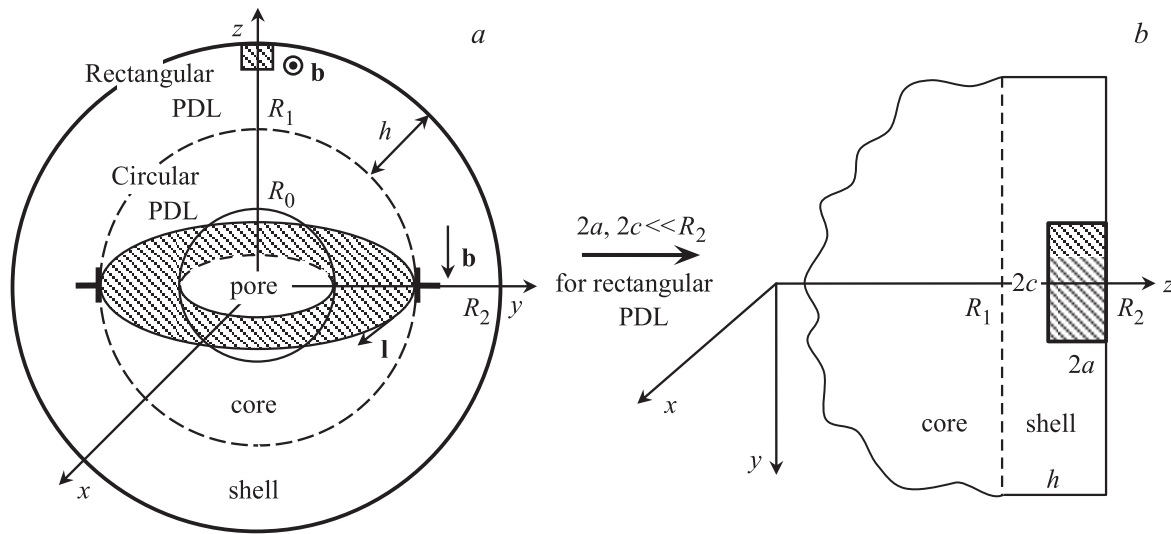
ри ядра (рис. 1, *a* и *b*) или в оболочке (рис. 1, *c* и *d*) и приводит в конечном итоге к формированию круговых петель ДН. Выбранная авторами [21,22] прямоугольная форма ПДП позволила подробно исследовать энергетические барьеры, которые приходится преодолевать таким ПДП при преимущественном расширении вдоль поверхности оболочки, по нормали к ней и одновременно во все стороны. Приближенные расчеты показали, что наиболее энергетически предпочтительным является случай, когда ПДП зарождается со свободной поверхности и расширяется вдоль нее. При этом критическое несоответствие, при котором образование такой ПДП становится энергетически выгодным, увеличивается с ростом толщины оболочки и уменьшением внешнего радиуса наночастицы [21]. Наличие в ядре полости затрудняет образование прямоугольных ПДП, что выражается в увеличении критического несоответствия, необходимого для их зарождения [22].

Таким образом, в настоящее время имеются приближенные [13,14,21,22] и точные [19,20] расчеты критических условий образования круговых призматических петель ДН (далее круговых ПДП) [13,14,19,20] и прямоугольных ПДП [21,22]. Поскольку образование прямоугольных ПДП не обязательно ведет к формированию круговых ПДП и, с другой стороны, формирование круговых ПДП не обязательно проходит по механизму расширения и замыкания изначально прямоугольных ПДП, образование тех и других может рассматриваться в первом приближении как два независимых способа релаксации напряжений в композитных наночастицах. В то же время если окажется, что оба эти способа могут быть реализованы в одинаковых наночастицах, то правомерно предположение об их возможной взаимосвязи по схемам, показанным на рис. 1.

Цель настоящей работы — провести сравнение критических условий образования круговых и прямоугольных ПДП в сплошных и полых сферически симметричных композитных наночастицах типа ядро–оболочка, чтобы на основе полученных результатов судить о предпочтительности и возможной взаимосвязи между этими способами релаксации напряжений несоответствия в различных диапазонах значений основных параметров таких наночастиц.

## 2. Модель

Рассмотрим модель сферически симметричной композитной наночастицы (рис. 2, *a*), которая состоит из полого ядра с внутренним радиусом  $R_0$  и внешним радиусом  $R_1$  и оболочки толщиной  $h$ . Параметр решеточного несоответствия определим как  $f = 2(a_1 - a_2)/(a_1 + a_2)$ , где  $a_1$  и  $a_2$  — параметры решеток материалов ядра и оболочки. Пусть для определенности  $a_1 > a_2$ , так что  $f > 0$ . Предположим, что релаксация напряжений несоответствия в такой наночастице может происходить двумя способами: 1) за счет зарождения со свободной поверхности наночастицы вытянутой вдоль нее



**Рис. 2.** Прямоугольная и круговая призматические дислокационные петли с векторами Бюргерса **b** в полый композитной наночастице типа ядро–оболочка (a) и приближенная плоская модель наружной области наночастицы в месте зарождения прямоугольной дислокационной петли (b).

прямоугольной ПДП с размерами  $2a \times 2c$ ; 2) за счет образования на межфазной границе в экваториальной плоскости наночастицы круговой ПДП радиуса  $R_1$ . Формирование таких ПДП будет энергетически выгодно, если соответствующее полное изменение энергии  $\Delta W$  будет отрицательным. Величину  $\Delta W$  можно определить следующим образом:

$$\Delta W = W_{el} + W_c + W_{int}, \tag{1}$$

где  $W_{el}$  — упругая энергия ПДП,  $W_c$  — энергия ее ядра,  $W_{int}$  — энергия взаимодействия ПДП с упругим полем несоответствия. Для расчета первого и третьего слагаемых в выражении (1) используем приближение классической линейной теории упругости. При этом будем считать, что ядро и оболочка упруго изотропны и обладают одинаковыми упругими модулями.

Следуя подходу [21], предположим, что при зарождении прямоугольной ПДП ее размеры много меньше внешнего радиуса наночастицы:  $2a, 2c \ll R_2 = R_1 + h$ . Это позволяет при расчете первого слагаемого в (1) для прямоугольной ПДП перейти от сферической геометрии задачи к модели плоского слоя толщиной  $h$  на полубесконечной подложке (рис. 2, b). В этом случае, как и раньше [21], воспользуемся готовым решением для упругой энергии прямоугольной ПДП, залегающей в плоскости, перпендикулярной плоской свободной поверхности упругого полупространства [23]:

$$W_{el}^{(rec)} = \frac{Db^2L}{2}, \tag{2}$$

где  $D = G/[2\pi(1 - \nu)]$ ,  $G$  — модуль сдвига,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $b$  — модуль вектора Бюргерса ПДП,  $L$  — эффективная длина периметра ПДП, определяемая

выражениями

$$\begin{aligned} L &= S_1 + 2S_2 + S_3 + [3 - 4\nu(3 - 2\nu)]S_4 \\ &+ 2 \frac{1 - 2\nu(6 - 11\nu + 8\nu^3)}{(1 - 2\nu)^2} S_5 \\ &- \frac{129 - 2\nu\{234 - \nu[245 - 4\nu(5 + 16\nu)]\}}{3(1 - 2\nu)^2} S_6, \\ S_1 &= c \left( 2 \ln \frac{K_3 + c}{K_3 - c} - \ln \frac{\sqrt{c^2 + (d - a + r_c/2)^2} + c}{\sqrt{c^2 + (d - a + r_c/2)^2} - c} \right. \\ &\left. - \ln \frac{K_2 + c}{K_2 - c} \right), \\ S_2 &= 2c \ln \frac{4c}{r_0} + 2a \ln \frac{4a}{r_0} - c \ln \frac{K_4 + c}{K_4 - c} \\ &- a \ln \frac{K_4 + a}{K_4 - a} - 4(c + a - K_4), \\ S_3 &= \frac{8(1 - \nu)(1 - 2\nu)a^2d}{c^2} + \frac{3a^2}{d} - \frac{2a^2(c^2 + d^2)K_3}{c^2d^2}, \\ S_4 &= \frac{2d^2K_3 - (d - a)^2K_1 - (d + a)^2K_2}{3c^2}, \\ S_5 &= 2d \ln \frac{d + K_3}{d} - (d - a) \ln \frac{d - a + K_1}{d - a} \\ &- (d + a) \ln \frac{d + a + K_2}{d + a}, \\ S_6 &= 2K_3 - K_1 - K_2, \quad K_{1,2}^2 = c^2 + (d \mp a)^2, \\ &K_3^2 = c^2 + d^2, \quad K_4^2 = c^2 + a^2. \end{aligned} \tag{3}$$

В условиях данной задачи, когда прямоугольная ПДП зарождается со свободной поверхности наночастицы, следует положить  $d = a$ .

Энергия ядра этой петли аппроксимируется обычным соотношением [24]

$$W_c^{(rec)} \approx 4 \left( a + \frac{c}{2} \right) \frac{Db^2}{2}. \quad (4)$$

Энергия взаимодействия прямоугольной ПДП с упругим полем несоответствия в полый сферически-симметричной наночастице типа ядро–оболочка определяется как работа по зарождению ПДП в оболочке наночастицы в поле напряжения  $\sigma_{xx}$  (рис. 2, b)

$$W_{int}^{(rec)} = -b \int_{R_2-2a}^{R_2} dz \int_{-c}^c \sigma_{xx} dy. \quad (5)$$

Тензор напряжений несоответствия в полый композитной наночастице найден в работе [20]. В декартовой системе координат (рис. 2, b) имеем

$$\sigma_{xx} = \frac{2G(1+\nu)f}{3(1-\nu)} \frac{R_1^3 - R_0^3}{R_2^3 - R_0^3} \left( 2 + \frac{R_2^3}{(z^2 + y^2)^{3/2}} \right). \quad (6)$$

Подставив (6) в выражение (5) и взяв интегралы, находим энергию взаимодействия

$$W_{int}^{(rec)} = -\frac{4G(1+\nu)fb}{3(1-\nu)} \frac{(R_1^3 - R_0^3)R_2^3}{R_2^3 - R_0^3} \times \left( \frac{4ac}{R_2^3} - \frac{\sqrt{c^2 + R_2^2}}{cR_2} + \frac{\sqrt{c^2 + (R_2 - 2a)^2}}{c(R_2 - 2a)} \right). \quad (7)$$

Положив в случае сплошной наночастицы  $R_2 = 0$ , получаем энергию взаимодействия, приведенную в работе [21] (см. формулу (11)).

В случае круговой ПДП выражение для упругой энергии  $W_{el} = W_{el}^{(circ)}$  имеет довольно громоздкий вид, так что здесь оно не приводится. Выражение для  $W_{el}^{(circ)}$  можно найти в работе [25].

Энергия ядра круговой ПДП аппроксимируется стандартным соотношением [24]

$$W_c^{(circ)} \approx 2\pi R_1 \frac{Db^2}{2}. \quad (8)$$

Энергию взаимодействия круговой ПДП с упругим полем несоответствия в полый сферически-симметричной наночастице можно найти по формуле [20]

$$W_{int}^{(circ)} = -\frac{4\pi}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} GfbR_1^2 \left( 1 - \frac{R_1^3}{R_2^3} \right) \frac{1 - (R_0/R_1)^3}{1 - (R_0/R_2)^3}. \quad (9)$$

Положив в случае сплошной наночастицы  $R_0 = 0$ , получаем энергию взаимодействия, приведенную в работе [19] (см. формулу (10)).

Таким образом, все слагаемые изменения полной энергии (1) найдены, что позволяет сравнить критические условия зарождения прямоугольных и круговых ПДП.

### 3. Результаты

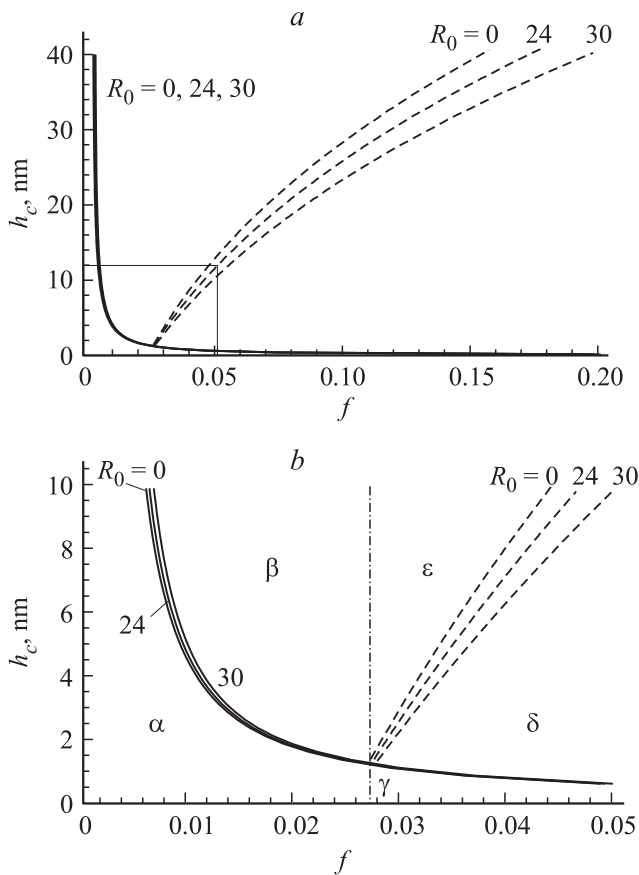
Сравнение механизмов релаксации напряжений несоответствия (зарождение круговой или прямоугольной ПДП) проводилось с помощью зависимостей критической толщины оболочки  $h_c$  от несоответствия  $f$ . Эти зависимости наиболее интересны с практической точки зрения, поскольку могут служить своеобразным ориентиром при выращивании оболочек на сплошных или полых ядрах наночастиц.

Как показано в работах [13,14,19,20], для образования в таких наночастицах круговых ПДП необходимо, чтобы несоответствие  $f$  превысило некоторый наименьший критический уровень:  $f > f_{c,min}$ . В этом случае для любого размера ядра наночастицы существует интервал толщин оболочки  $h_{c1} < h < h_{c2}$ , в котором зарождение круговых ПДП энергетически выгодно. Границы этого интервала — критические толщины оболочки — зависят как от несоответствия, так и от внутреннего и наружного радиусов ядра:  $h_{ci} = h_{ci}(f, R_0, R_1)$ ,  $i = 1, 2$ . Поскольку здесь нас интересуют начальные стадии роста оболочки, т.е. случай относительно малых ее толщин, далее рассмотрим поведение нижней границы интервала возможного зарождения круговых ПДП:  $h_c^{(circ)} = h_{c1}(f, R_0, R_1)$ . Ее можно найти численно из равенства  $\Delta W^{(circ)} = 0$  для заданных  $f, R_0$  и  $R_1$ .

В случае зарождения прямоугольных ПДП со свободной поверхности оболочки также необходимо [21], чтобы несоответствие  $f$  было больше некоторого наименьшего критического:  $f > f_{c,min}$ . Однако в этом случае для любого размера ядра наночастицы должно выполняться неравенство  $h < h_c$  [21,22]. Это условие соответствует необходимому условию образования круговых ПДП ( $h_{c1} < h < h_{c2}$ ) при  $h_{c1} = 0$  и  $h_{c2} = h_c$ . Критическая толщина  $h_c$  зависит от несоответствия, внутреннего и наружного радиусов ядра:  $h_c = h_c(f, R_0, R_1)$ . Далее будем для нее использовать обозначение  $h_c^{(rec)} = h_c(f, R_0, R_1)$ . Она определяется численно из равенства  $\Delta W^{(rec)} = 0$  для заданных  $f, R_0$  и  $R_1$ .

Таким образом, используемые далее критические толщины  $h_c^{(circ)}$  и  $h_c^{(rec)}$  имеют следующий физический смысл:  $h_c^{(circ)}$  — критическая толщина оболочки, превышение которой ведет к появлению круговых ПДП, а  $h_c^{(rec)}$  — критическая толщина оболочки, превышение которой ведет к исчезновению прямоугольных ПДП.

На рис. 3 показаны зависимости критических толщин оболочки  $h_c^{(circ)}$  и  $h_c^{(rec)}$  от несоответствия  $f$  для круговых (сплошные кривые) и прямоугольных (штриховые кривые) ПДП в наночастицах с внешним радиусом  $R_2 = 48$  nm и разными значениями радиуса внутренней полости  $R_0 = 0, 24$  и  $30$  nm. В соответствии с изложенным выше зарождение круговой ПДП энергетически выгодно, если значения  $f$  и  $h$  попадают в область над соответствующей кривой  $h_c^{(circ)}(f)$ , а зарождение прямоугольной ПДП выгодно, если они попадают в область под соответствующей кривой  $h_c^{(rec)}(f)$ . Поэто-



**Рис. 3.** Зависимость критической толщины оболочки  $h_c$  от несоответствия  $f$  при  $R_2 = 48$  nm,  $b = 0.3$  nm и  $\nu = 0.25$  в случае зарождения круговых (сплошные кривые) и прямоугольных (штриховые кривые) ПДП. *a* — общий вид кривых, *b* — увеличенное изображение кривых в области малых значений  $f$ , выделенной прямоугольником на части *a*. Греческими буквами помечены пять областей различного состояния дефектной структуры наночастицы:  $\alpha$  — когерентное состояние,  $\beta$  — образование круговых ПДП без участия прямоугольных ПДП,  $\gamma$  — зарождение прямоугольных ПДП без образования круговых ПДП,  $\delta$  — зарождение прямоугольных ПДП с образованием из них круговых ПДП,  $\epsilon$  — прекращение зарождения прямоугольных ПДП, трансформация имеющихся прямоугольных ПДП в круговые ПДП и образование круговых ПДП без участия прямоугольных ПДП. Значения радиуса внутренней полости  $R_0$  даны в нанометрах.

му на общей диаграмме (рис. 3, *b*) можно выделить пять областей, обозначенных греческими буквами от  $\alpha$  до  $\epsilon$ , соответствующих различным состояниям дефектной структуры композитной наночастицы.

Область  $\alpha$ , ограниченная сверху пучком сплошных кривых  $h_c^{(circ)}(f)$ , а справа внизу вертикальной штрихпунктирной линией, представляет собой область когерентного (бездислокационного) состояния наночастицы, которое реализуется при относительно малых значениях несоответствия (здесь приблизительно при  $f < 0.0275$ ). В этой области не могут зарождаться ни круговые, ни прямоугольные ПДП.

В области  $\beta$ , которая лежит между пучком сплошных кривых  $h_c^{(circ)}(f)$  и вертикальной штрихпунктирной линией, могут возникать круговые ПДП, но не могут зарождаться прямоугольные ПДП. Это означает, что сценарий образования круговых ПДП из начальных прямоугольных (рис. 1) здесь не работает. Это не исключает, однако, возможности формирования круговых ПДП по другим механизмам. Такая возможность требует дополнительного изучения, что выходит за рамки данной работы.

В области  $\gamma$ , ограниченной сверху пучком сплошных кривых  $h_c^{(circ)}(f)$ , а слева вертикальной штрихпунктирной линией (здесь приблизительно при  $f > 0.0275$ ), могут зарождаться прямоугольные ПДП, но из них не могут формироваться круговые ПДП.

В области  $\delta$ , которая лежит между пучками сплошных кривых  $h_c^{(circ)}(f)$  и штриховых кривых  $h_c^{(rec)}(f)$ , могут одновременно появляться как прямоугольные ПДП, так и круговые. Это означает, что в данной области относительно больших несоответствий и не слишком толстых оболочек можно ожидать действия механизма разрастания прямоугольных ПДП и их превращения в круговые ПДП (рис. 1). Зарождение новых прямоугольных ПДП прекращается на верхней границе области  $\delta$ , очерченной кривой  $h_c^{(rec)}(f)$ , положение которой определяется радиусами ядра и его внутренней полости (рис. 3, *b*). Тем не менее уже сформировавшиеся к этому моменту прямоугольные ПДП могут продолжать расширяться и превращаться в круговые ПДП. Наконец, в области  $\epsilon$  процесс превращения прямоугольных ПДП в круговые постепенно прекращается, и новых прямоугольных ПДП не возникает. Круговые ПДП, как и в области  $\beta$ , могут продолжать формироваться за счет действия других возможных механизмов.

Из рис. 3 также видно, что полые наночастицы более устойчивы к зарождению ПДП, чем сплошные, поскольку увеличение радиуса полости приводит к сужению областей их существования [20,22]. Это объясняется тем, что образование и рост полости в ядре наночастицы снижают уровень напряжений в ее оболочке. Соответственно понижается величина энергий взаимодействия ПДП с полем напряжений несоответствия (7) и (9), порождающих движущую силу процесса образования ПДП.

#### 4. Заключение

В настоящей работе рассмотрены критические условия релаксации напряжений несоответствия в полых и сплошных сферически-симметричных композитных наночастицах типа ядро-оболочка за счет образования дислокаций двух типов: круговой ПДП, залегающей на границе раздела в экваториальной плоскости наночастицы, и прямоугольной ПДП, прорастающей со свободной поверхности такой наночастицы и вытянутой вдоль ее поверхности. Проведены расчет и сравнение

критических толщин оболочки  $h_c^{(circ)}(f)$  и  $h_c^{(rec)}(f)$ , при которых данные механизмы релаксации соответственно становятся (для круговой ПДП) или прекращают быть (для прямоугольной ПДП) энергетически выгодными при заданных параметрах системы в зависимости от величины решеточного несоответствия  $f$  между материалами ядра и оболочки. Показано, что в случае относительно малых значений несоответствия  $f$  выгодно либо когерентное (бездислокационное) состояние наночастицы (при толщине оболочки  $h < h_c^{(circ)}$ ), либо ее релаксированное состояние с круговой ПДП на границе раздела (при  $h > h_c^{(circ)}$ ), причем эта круговая ПДП не может сформироваться за счет начального зарождения и последующего расширения прямоугольной ПДП. В случае относительно больших значений несоответствия  $f$  когерентное состояние невыгодно. По мере роста толщины оболочки  $h$  можно ожидать сначала появления прямоугольных ПДП (при  $0 < h < h_c^{(circ)}$ ), потом формирования круговых ПДП (в том числе путем расширения прямоугольных) при сохранении имеющихся и зарождении новых прямоугольных ПДП (при  $h_c^{(circ)} < h < h_c^{(rec)}$ ), а затем прекращения зарождения новых прямоугольных ПДП, завершения разрастания и трансформации имеющихся прямоугольных ПДП в круговые, а также образования круговых ПДП по другим механизмам (при  $h > h_c^{(rec)}$ ). Подтвержден также сделанный ранее вывод [20,22], что полые наночастицы более устойчивы к зарождению ПДП, чем сплошные.

## Список литературы

- [1] D.K. Chatterjee, M.K. Gnanasammandhan, Y. Zhang. *Small* **6**, 2781 (2010).
- [2] S. Behrens. *Nanoscale* **3**, 877 (2011).
- [3] C. De Mello Donega. *Chem. Soc. Rev.* **40**, 1512 (2011).
- [4] D. Shi, N.M. Bedford, H.S. Cho. *Small* **7**, 2549 (2011).
- [5] R.G. Chaudhuri, S. Paria. *Chem. Rev.* **112**, 2373 (2012).
- [6] L. Cheng, C. Wang, Z. Liu. *Nanoscale* **5**, 23 (2013).
- [7] C.S. Kim, B. Duncan, B. Creran, V.M. Rotello. *Nano Today* **8**, 439 (2013).
- [8] G.Z. Chen, S. Desinan, R. Rosei, F. Rosei, D.L. Ma. *Chem. Commun.* **48**, 8009 (2012).
- [9] H.M. Song, D.H. Anjum, R. Sougrat, M.N. Hedhili, N.M. Khashab. *J. Mater. Chem.* **22**, 25003 (2012).
- [10] B.T. Sneed, C.N. Brodsky, C.H. Kuo, L.K. Lamontagne, Y. Jiang, Y. Wang, F. Tao, W. Huang, C.K. Tsung. *J. Am. Chem. Soc.* **135**, 14691 (2013).
- [11] R.G. Chaudhuri, S. Paria. *J. Phys. Chem. C* **117**, 23385 (2013).
- [12] L.I. Trusov, M.Yu. Tanakov, V.G. Gryaznov, A.M. Kaprelov, A.E. Romanov. *J. Cryst. Growth* **114**, 133 (1991).
- [13] М.Ю. Гуткин. Прочность и пластичность нанокompозитов. Изд-во Политехн. ун-та, СПб. (2011). 165 с.
- [14] M.Yu. Gutkin. *Int. J. Eng. Sci.* **61**, 59 (2012).
- [15] Y. Ding, F. Fan, Z. Tian, Z.L. Wang. *J. Am. Chem. Soc.* **132**, 12480 (2010).
- [16] N. Bhattarai, G. Casillas, A. Ponce, M. Jose-Yacamán. *Surf. Sci.* **609**, 161 (2013).
- [17] Y. Ding, X. Sun, Z.L. Wang, S. Sun. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 111603 (2012).
- [18] X. Chen, Y. Lou, A.C. Samia, C. Burda. *Nano Lett.* **3**, 799 (2003).
- [19] М.Ю. Гуткин, А.Л. Колесникова, С.А. Красницкий, А.Е. Романов. *ФТТ* **56**, 695 (2014).
- [20] M.Yu. Gutkin, A.L. Kolesnikova, S.A. Krasnitckii, A.E. Romanov, A.G. Shalkovskii. *Scripta Mater.* **83**, 1 (2014).
- [21] М.Ю. Гуткин, А.М. Смирнов. *ФТТ* **56**, 703 (2014).
- [22] M.Yu. Gutkin, A.M. Smirnov. *J. Phys.: Conf. Ser.* **541**, 012007 (2014).
- [23] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, 3539 (2003).
- [24] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [25] A.L. Kolesnikova, M.Yu. Gutkin, S.A. Krasnitckii, A.E. Romanov. *Int. J. Solids Struct.* **50**, 1839 (2013).