

Диполи дисклинаций несоответствия в нанокристаллических пленках и покрытиях

© Н.В. Скиба, И.А. Овидько, А.Г. Шейнерман

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: skiba_n@mail.ru, ovidko@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 3 марта 2008 г.
В окончательной редакции 25 мая 2008 г.)

Предложена теоретическая модель, описывающая особый физический микромеханизм релаксации напряжений несоответствия в нанокристаллических пленках и покрытиях. Согласно представлениям предлагаемой модели, в нанокристаллических пленках и покрытиях при определенных условиях реализуется межзеренное скольжение, которое сопровождается образованием ансамбля диполей дисклинаций (ротационных дефектов). Такие диполи создают поля упругих напряжений, которые частично компенсируют напряжения несоответствия в нанокристаллических пленках и покрытиях. В рамках предлагаемой модели показано, что зарождение дисклинационных диполей в пленке (покрытии) способно значительно понизить полную энергию композита пленка/подложка для систем $\text{AlN}/6H\text{-SiC}$ и $\text{GaN}/6H\text{-SiC}$ в широком интервале их структурных параметров.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (контракт 02.513.11.3190 программы „Индустрия наносистем и материалов“ и гранты Президента РФ МК-5122.2007.1 и МК-1702.2008.1), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 08-01-00225-а), программы РАН „Структурная механика материалов и элементов конструкций“ и Санкт-Петербургского научного центра РАН.

PACS: 81.07.Bc, 61.72.Bb, 61.72.Lk

1. Введение

Твердотельные пленки и покрытия представляют собой предмет интенсивных экспериментальных и теоретических исследований фундаментального характера (например, [1–11]), что мотивируется их широким применением в современных высоких технологиях. Стабильность физических свойств пленок и покрытий, имеющая первостепенную важность для их технологического использования, существенно зависит от присутствия в них дефектов и полей напряжений. Так, возникающее в силу структурных и других факторов различие между параметрами кристаллических решеток в кристаллической структуре материалов подложек и пленок (покрытий) обуславливает возникновение в пленках (покрытиях) внутренних напряжений — напряжений несоответствия, которые существенно влияют на эволюцию структуры и функциональных свойств пленок (покрытий) [7–11]. В последние годы особое внимание уделяется изучению структуры и свойств нанокристаллических пленок и покрытий [1,2,10–16]. При этом отмечается, что уровень напряжений несоответствия в нанокристаллических пленках (покрытиях) существенно ниже по сравнению с таковым в обычных монокристаллических и поликристаллических пленках (покрытиях) [15,16]. Данный экспериментально установленный факт может быть связан с наличием большого числа границ зерен в нанокристаллических пленках (покрытиях), поскольку зернограничные дефекты способны внести значимый вклад в релаксацию напряжений несоответствия. Примерами таких дефектов являются зернограничные дис-

локации [17], отдельные зернограничные дисклинации (линейные дефекты ротационного типа) [18] и их квадруполь [19] в нанокристаллических пленках. Также дисклинации способны служить дефектами несоответствия в поликристаллических пленках [20–24] и нанопроволоках [25]. Основная цель настоящей работы — разработка теоретической модели, которая описывает образование диполей зернограничных дисклинаций при межзеренном скольжении как эффективный микромеханизм релаксации напряжений несоответствия в нанокристаллических пленках и покрытиях.

2. Модель

Рассмотрим систему пленка–подложка, которая состоит из нанокристаллической пленки толщиной H и полубесконечной кристаллической подложки. Вследствие различия между параметрами кристаллических решеток подложки и пленки в пленке присутствуют напряжения несоответствия. В рамках предлагаемой модели в пленке происходит зернограничное скольжение, что, согласно [26,27], приводит к образованию диполей клиновых дисклинаций (рис. 1). Мощности ω дисклинаций равны по модулю углам разориентировки границ наклона, перемещающихся при зернограничном скольжении, а плечи L диполей (расстояния между дисклинациями одного диполя) равны по модулю перемещениям соответствующих границ [26,27] (рис. 1). Поля упругих напряжений диполей дисклинации частично компенсируют напряжения несоответствия в нанокристаллических пленках и покрытиях.

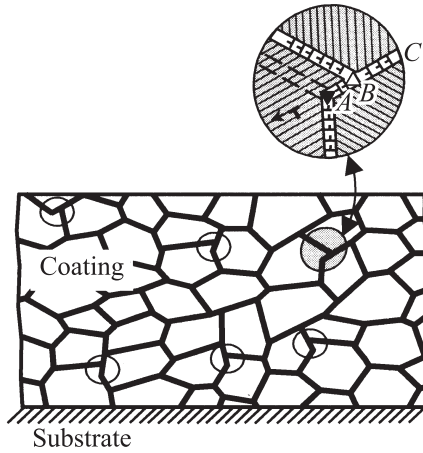


Рис. 1. Нанокристаллическая пленка на подложке. Межзеренное скольжение приводит к образованию диполей дисклиниаций (треугольники).

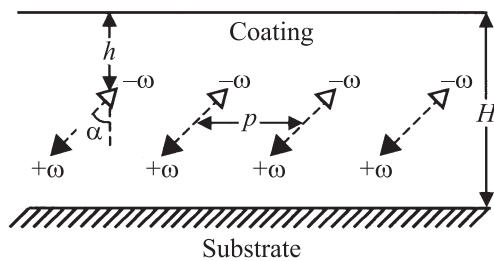


Рис. 2. Модель системы пленка—подложка с периодически распределенными диполями клиновых $\pm\omega$ -дисклиниаций.

Для теоретической оценки условий, при которых образование диполей клиновых дисклиниаций в нанокристаллической пленке является энергетически выгодным, далее мы рассмотрим модельную систему пленка—подложка (рис. 2). В такой модельной системе в пленке зарождается бесконечный ряд одинаковых двухосных диполей клиновых дисклиниаций, обладающих мощностью $\pm\omega$ и образующих периодическую структуру с периодом p (рис. 2). Расстояние от свободной поверхности до всех дисклиниаций одного знака зафиксировано и равно h (в случае на рис. 2 это отрицательные дисклиниции $-\omega$). Положение дисклиниаций противоположного знака определяется величиной плеча L дисклинационных диполей и углом α , который отсчитывается относительно нормали к поверхности подложки (рис. 2). Предполагается, что пленка и подложка являются упругоизотропными и имеют одинаковые значения упругих модулей: модуля сдвига G и коэффициента Пуассона ν . Граница между пленкой и подложкой характеризуется дилатационным параметром несоответствия $f = (a_f - a_s)/a_f$, где a_f и a_s — параметры кристаллической решетки пленки и подложки соответственно. В общем случае поля внутренних напряжений в нанокристаллической пленке задаются многими факторами, в частности, ориентацией зерен относительно кристаллической решетки подложки, дилатационным параметром несоответ-

ствия f , различием коэффициентов термического расширения материалов пленки и подложки и др. (например, [10,11]). Учет всех таких факторов представляется весьма трудоемкой отдельной задачей, которая выходит за рамки настоящей работы, посвященной теоретическому исследованию особого микромеханизма релаксации внутренних напряжений в нанокристаллических пленках и покрытиях (а не детальному описанию этих напряжений). Для целей настоящей работы мы воспользуемся приближенным описанием внутренних напряжений как напряжений несоответствия, задаваемых дилатационным параметром несоответствия f .

Отметим некоторое сходство предлагаемой модели с моделью [19]. Обе модели рассматривают конфигурации клиновых дисклиниаций в качестве дефектных конфигураций, обеспечивающих частичную релаксацию напряжений несоответствия в нанокристаллических пленках и покрытиях. Диполи и квадруполи дисклиниаций зарождаются на тройных стыках границ зерен при межзеренном скольжении [26,27] и миграции границ зерен [19] соответственно. Поэтому именно нанокристаллическое состояние пленки (покрытия), характеризующееся очень высокой плотностью тройных стыков границ зерен, обуславливает эффективное зарождение дисклиниаций и действие их дипольных и квадрупольных конфигураций в качестве дефектов, обеспечивающих частичную релаксацию напряжений несоответствия. В обычных поликристаллических пленках плотность тройных стыков мала, что задает малую плотность дисклинационных конфигураций и их неэффективность при релаксации напряжений несоответствия. В монокристаллических пленках границы зерен и их тройные стыки отсутствуют вообще. Поэтому дисклинационные конфигурации способны вносить существенный вклад в релаксацию напряжений несоответствия только в нанокристаллических пленках и покрытиях.

Вместе с тем имеются и значимые различия между подходом, предлагаемым в настоящей работе, и моделью [19]. Так, публикация [19] посвящена теоретическому исследованию квадруполей дисклиниаций, зарождающихся при миграции границ зерен, в то время как в настоящей работе исследуются диполи дисклиниаций, зарождающихся при межзеренном скольжении. Поля напряжений квадруполей дисклиниаций по существу являются короткодействующими и характеризуются радиусом экранирования — величиной, близкой к расстоянию между дисклинациями квадруполя [28]. Квадруполь клиновых дисклиниаций как источник короткодействующих внутренних напряжений (частично компенсирующих напряжения несоответствия) существенно отличается от диполя клиновых дисклиниаций — источника далекодействующих внутренних напряжений дислокационного типа. Таким образом, предлагаемая в настоящей работе модель и модель [19] исследуют свойства существенно различающихся дисклинационных конфигураций, которые зарождаются в результате различных процессов в нанокристаллических пленках и покрытиях.

3. Энергетические характеристики зарождения отдельного диполя дисклинаций в системе пленка/подложка

Рассмотрим процесс образования отдельного диполя дисклинаций несоответствия в системе пленка/подложка. Зарождение такого дисклинационного диполя в исходно бездефектной пленке характеризуется следующей разностью энергий ΔE (на единицу длины дисклинации)

$$\Delta E = E_{\text{self}}^{\Delta} + E_{\text{int}}^{\Delta-f}, \quad (1)$$

где E_{self}^{Δ} — собственная энергия дисклинационного диполя, а $E_{\text{int}}^{\Delta-f}$ — энергия взаимодействия дисклинационного диполя с полем несоответствия.

Собственная энергия E_{self}^{Δ} дисклинационного диполя (на единицу длины дисклинации) задается известной формулой [28]

$$E_{\text{self}}^{\Delta} = \frac{D\omega^2 L^2}{2} \left(\cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \ln \frac{L^2 \sin^2 \alpha + 4t^2}{L^2} \right), \quad (2)$$

где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$, $t = h + (L/2) \cos \alpha$ — расстояние от свободной поверхности до центра дисклинационного диполя (рис. 2). Энергия взаимодействия дисклинационного диполя с полем напряжений несоответствия определяется формулой [24]

$$E_{\text{int}}^{\Delta-f} = -4\pi D(1+\nu)f\omega L t \cos \alpha. \quad (3)$$

Из (1)–(3) получаем следующее выражение для изменения энергии ΔE :

$$\Delta E = \frac{D\omega^2 L^2}{2} \left(\cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \ln \frac{L^2 \sin^2 \alpha + 4t^2}{L^2} - \frac{8\pi(1+\nu)ft \cos \alpha}{\omega L} \right). \quad (4)$$

Зарождение отдельного дисклинационного диполя в пленке энергетически выгодно при $\Delta E < 0$. Как следует из формулы (4), необходимым (но не достаточным) условием энергетической выгоды зарождения дисклинационного диполя является условие $f\omega \cos \alpha > 0$. Последнее означает, что при $f\omega > 0$ дисклинационный диполь образуется только в случае, когда угол α находится в интервале $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$. Для $f\omega < 0$ дисклинационный диполь возникает только тогда, когда угол α находится в интервале $\pi/2 < \alpha < 3\pi/2$.

Используя формулу (4), построим зависимости изменения энергии ΔE от плеча L дисклинационного диполя (которое равно величине перемещения тройного стыка при межзеренном скольжении [26,27]). Для расчетов положим, что $\alpha = 0^\circ$, $H = 30$ nm и $h = H/2$. Также будем использовать следующие значения параметров, которые характерны для систем пленка/подложка AlN/6H-SiC: $G = 131$ GPa, $\nu = 0.287$ [29], $f = 0.009$ [30] и система пленка/подложка GaN/6H-SiC: $G = 67$ GPa, $\nu = 0.352$ [29], $f = -0.0357$ [31]. Указанные выше значения модулей сдвига и коэффициентов Пуассона относят-

ся к материалам пленки. В модели не учитывается различие в упругих модулях пленки и подложки, поскольку рассматриваемая дефектная конфигурация формируется в пленке достаточно далеко от границы раздела между пленкой и подложкой.

На рис. 3 представлены зависимости $\Delta E(L)$ для различных значений мощности ω дисклинационного диполя. Как следует из рис. 3, для системы AlN/6H-SiC (рис. 3, a) при $\omega = 20$ и 30° существует положение устойчивого равновесия дисклинаций, соответствующее минимуму ΔE , в то время как при $\omega = 5^\circ$ дисклинационному диполу энергетически выгодно неограниченно расширяться (увеличивать плечо диполя). Вместе с тем в системе GaN/6H-SiC (рис. 3, b) дисклинационному диполу энергетически выгодно расширяться (для $L < 5$ nm) как в случае $\omega = 5^\circ$, так и при $\omega = 20$ или 30° .

Используя формулу (4), рассчитаем условия, при которых у дисклинаций диполя существует положение устойчивого равновесия, а также соответствующее равновесное плечо диполя. Равновесное плечо $L = L_e$ вычисляется из условия $(\partial \Delta E / \partial L)_{L=L_e} = 0$. Подстановка последнего соотношения в формулу (2) дает следующее уравнение для определения L_e :

$$\frac{L_e}{t_e \cos \alpha} \left(\ln \frac{L_e^2 \sin^2 \alpha + 4t_e^2}{L_e^2} + \frac{L_e^2 \sin^2 \alpha}{L_e^2 \sin^2 \alpha + 4t_e^2} + \cos 2\alpha \right) = q, \quad (5)$$

где $t_e = h + (L_e/2) \cos \alpha$, а $q = 8\pi(1+\nu)f/\omega$. Наряду с уравнением (5) равновесное плечо L_e также должно удо-

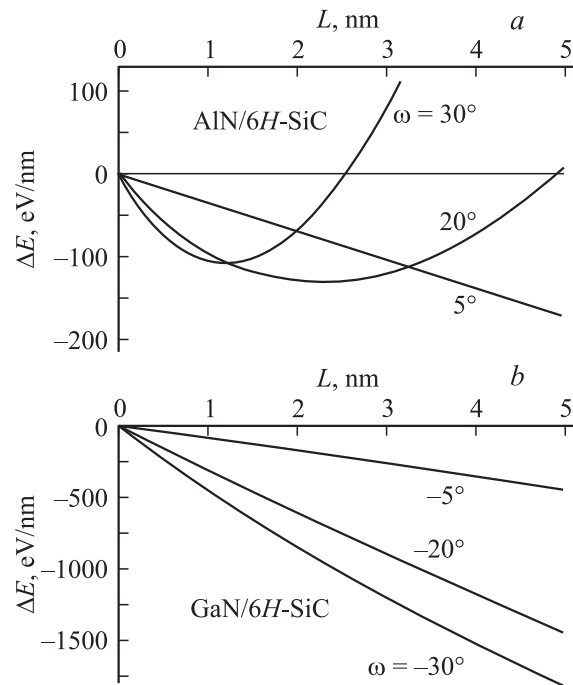


Рис. 3. Зависимости энергии ΔE , характеризующей образование отдельного дисклинационного диполя в пленке, от его плеча L при различных значениях мощности ω дисклинационного диполя в системах пленка–подложка AlN/6H-SiC (a) и GaN/6H-SiC (b).

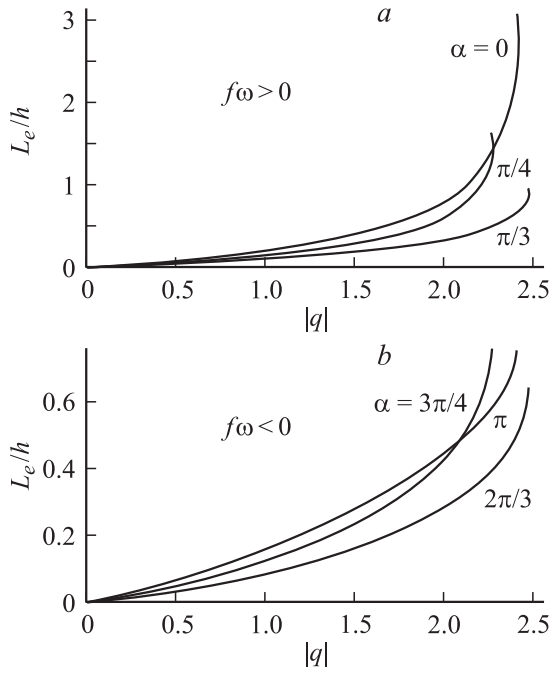


Рис. 4. Зависимости безразмерной равновесной длины L_e/h плеча дисклинационного диполя от параметра $|q|$ для $f\omega > 0$ (a) и $f\omega < 0$ (b).

влетворять условию $(\partial^2 \Delta E / \partial L^2)|_{L=L_e} > 0$, при котором положение равновесия дисклинаций диполя является устойчивым.

Зависимости безразмерного равновесного плеча диполя L_e/h от параметра $|q|$ при различных значениях угла α приведены на рис. 4, a и b для случаев $f\omega > 0$ и $f\omega < 0$ соответственно. Как следует из рис. 4, равновесное плечо диполя L_e увеличивается с ростом $|q|$. Это означает, что L_e растет при увеличении абсолютной величины несоответствия $|f|$ и/или уменьшения абсолютной величины $|\omega|$ мощности дисклинаций. Равновесное плечо L_e существует, если величина параметра $|q|$ меньше некоторого критического значения $q_c(\alpha)$, которое соответствует крайней правой точке на каждой из кривых на рис. 4, a и b. При $|q| > q_c(\alpha)$ уравнение (5) не имеет решений, и энергия ΔE уменьшается с ростом плеча L диполя при любом значении L . В этом случае дисклинационный диполь может расширяться неограниченно, по крайней мере пока движущаяся при межзеренном скольжении дисклинация не приблизится к соседнему тройному стыку или не достигнет межфазной границы между пленкой и подложкой (или свободной поверхности пленки). Увеличение L также повышает вероятность зарождения трещины в окрестности дисклинационного диполя [26,27].

Используя определение параметра $|q|$, соотношение $|q| > q_c(\alpha)$, описывающее случай неограниченного расширения дисклинационного диполя, можно переписать в виде $|\omega| < \omega_c$, где $\omega_c = 8\pi(1+\nu)|f|/q_c(\alpha)$. В частности, при $\alpha = 0$ и $\nu = 0.3$ с учетом $q_c(0) \approx 2.43$,

получаем $\omega_c \approx 13.4|f|$. Для системы AlN/6H-SiC (характеризующейся несоответствием $f = 0.009$) последнее соотношение дает $\omega_c \approx 0.12 \approx 6.9^\circ$, а для системы GaN/6H-SiC (с $f = -0.0357$) из этого соотношения получаем $\omega_c \approx 27.4^\circ$. Существенное различие значений параметра ω_c для AlN/6H-SiC и GaN/6H-SiC объясняет различие в поведении зависимостей $\Delta E(L)$ для этих двух систем (рис. 3, a, b). В частности, вследствие относительно малого значения ω_c для AlN/6H-SiC на зависимостях $\Delta E(L)$ для этой системы при $\omega = 20^\circ$ и 30° появляются минимумы, в то время как минимумы на зависимостях $\Delta E(L)$ для системы GaN/6H-SiC (характеризуемой большим значением ω_c) отсутствуют (при $L < 5$ nm) даже при $\omega = 30^\circ$.

4. Энергетические характеристики образования периодического ряда дисклинационных диполей в системе пленка/подложка

Рассмотрим зарождение бесконечного модельного ряда дисклинационных диполей в системе пленка/подложка (рис. 2). Зарождение такого ряда диполей дисклинаций несоответствия характеризуется разностью ΔW энергий (на единицу площади сечения пленки, параллельного ее свободной поверхности) системы пленка–подложка в состоянии с периодическим рядом дисклинационных диполей и в исходном бездефектном состоянии. Зарождение ряда диполей является энергетически выгодным в случае $\Delta W < 0$. Разность полных энергий системы пленка/подложка определяется следующей формулой:

$$\Delta W = \frac{1}{p} (E_{\text{self}}^\Delta + E_{\text{int}}^{\Delta-f} + E_{\text{int}}^{\Delta-\Delta}), \quad (6)$$

где энергии E_{self}^Δ и $E_{\text{int}}^{\Delta-f}$ задаются формулами (2) и (3) соответственно, а $E_{\text{int}}^{\Delta-\Delta}$ — энергия взаимодействия между диполями дисклинаций (на один диполь и на единицу длины дисклинации). Энергия $E_{\text{int}}^{\Delta-\Delta}$ рассчитывается с помощью известной формулы [28] парного взаимодействия между дисклинациями. В результате получаем

$$E_{\text{int}}^{\Delta-\Delta} = E\omega^2 \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{i-1} \left(h_i h'_i + \frac{(h_i - h'_i)^2 + (jp + pi)^2}{4} \right) \times \ln \frac{(h_i - h'_i)^2 + (jp + pi)^2}{(h_i + h'_i)^2 + (jp + pi)^2}, \quad (7)$$

где $h_1 = h_2 = h'_1 = h'_4 = h$; $h_3 = h_4 = h'_2 = h'_3 = h + L \cos \alpha$; $p_1 = p_3 = 0$; $p_{2,4} = \pm L \sin \alpha$. Формулы (2), (3), (6) и (7) позволяют рассчитать разность ΔW полных энергий дефектной системы.

5. Результаты модели

С помощью формул (2), (3), (6) и (7) проведем численный расчет зависимостей разности энергий ΔW от основных параметров дефектной структуры на примере систем пленка/подложка типа AlN/6H-SiC и GaN/6H-SiC. Значения упругих модулей (G и ν) и несоответствия f для AlN/6H-SiC и GaN/6H-SiC приведены в разделе 3.

На рис. 5 представлены результаты численного расчета зависимостей ΔW от угла α для систем AlN/6H-SiC (рис. 5,а) и GaN/6H-SiC (рис. 5,б) при значениях плеча L дисклинационных диполей: $L = 1, 1.5, 2$ nm. В расчетах использовались следующие параметры дефектной структуры: $p = 30$ nm, $H = 30$ nm, $h = H/2$; $\omega = 10^\circ$ и -20° для AlN/6H-SiC и GaN/6H-SiC. Из рис. 5 видно, что для всех систем пленка/подложка наиболее выгодными (с энергетической точки зрения) для зарождения дисклинационных диполей являются границы зерен, плоскости которых ориентированы перпендикулярно свободной поверхности пленки ($\alpha = 0^\circ$). При этом увеличение плеча L дисклинационных диполей увеличивает выигрыш в полной энергии системы.

Далее рассмотрим зависимости разности энергий ΔW от плеча L дисклинационных диполей при различных значениях мощности ω и значениях $\alpha = 0^\circ$, $p = 30$ nm, $H = 30$ nm, $h = H/2$. Эти зависимости $\Delta W(L)$ представлены на рис. 6,а и б для систем AlN/6H-SiC и GaN/6H-SiC соответственно. Из рис. 6,а видно, что

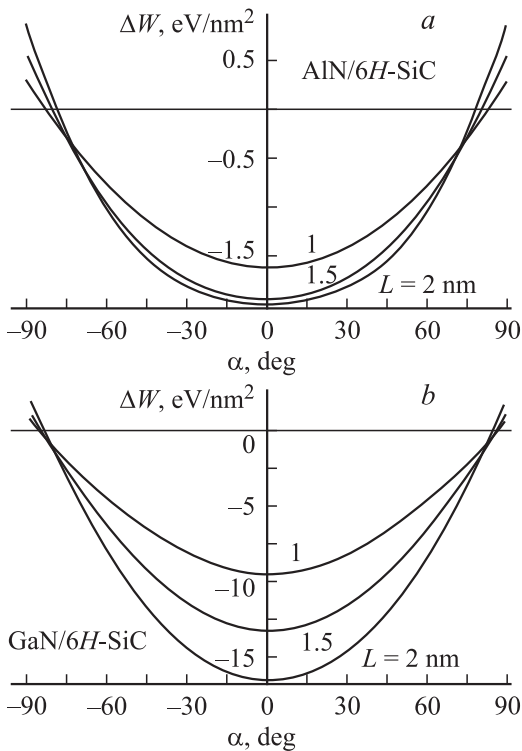


Рис. 5. Зависимости изменения энергии системы ΔW от угла α (который задает направление межзеренного скольжения) при различных значениях плеча L дисклинационных диполей в системах пленка–подложка AlN/6H-SiC (а) и GaN/6H-SiC (б).

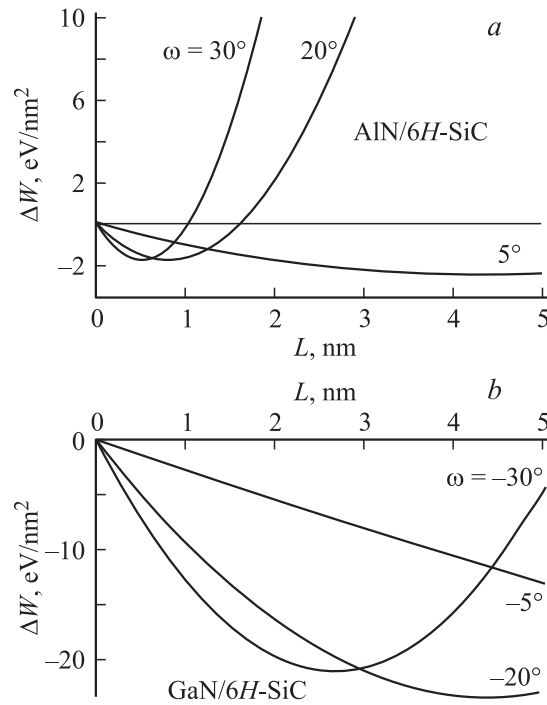


Рис. 6. Зависимости изменения энергии системы ΔW от плеча L дисклинационных диполей при различных значениях их мощности ω в системах пленка–подложка AlN/6H-SiC (а) и GaN/6H-SiC (б).

в случае системы AlN/6H-SiC на всех представленных зависимостях $\Delta W(L)$ имеются точки минимума, соответствующие положению устойчивого равновесия дисклинаций, а именно положению, которое характеризуется некоторым равновесным значением плеча L_e дисклинационных диполей. В случае системы GaN/6H-SiC на кривых $\Delta W(L)$ при $\omega = 5^\circ$ точки минимума отсутствуют, что свидетельствует о возможности неограниченного расширения (увеличения L) дисклинационных диполей.

На рис. 7 представлены оценки равновесной длины L_e^{ar} плеча дисклинационных диполей в зависимости от величины угла α при различных значениях мощности ω дисклинационных диполей для систем AlN/6H-SiC (рис. 7,а) и GaN/6H-SiC (рис. 7,б) при $p = 30$ nm, $H = 30$ nm и $h = H/2$. Поскольку дефектная конфигурация симметрична относительно плоскости с $\alpha = 0^\circ$, на рис. 7 рассматривается интервал углов $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$. Из зависимостей $L_e^{ar}(\alpha)$ (рис. 7) следует, что уменьшение мощности ω дисклинационных диполей увеличивает значение равновесного плеча L_e^{ar} дисклинационных диполей. При определенных значениях углов α ($\alpha > 45^\circ$) и мощности ω (при $\omega = 5^\circ$ для AlN/6H-SiC (рис. 7,а) и $\omega = -10$ и -20° для GaN/6H-SiC (рис. 7,б)) на кривых $L_e^{ar}(\alpha)$ имеются разрывы, которые соответствуют

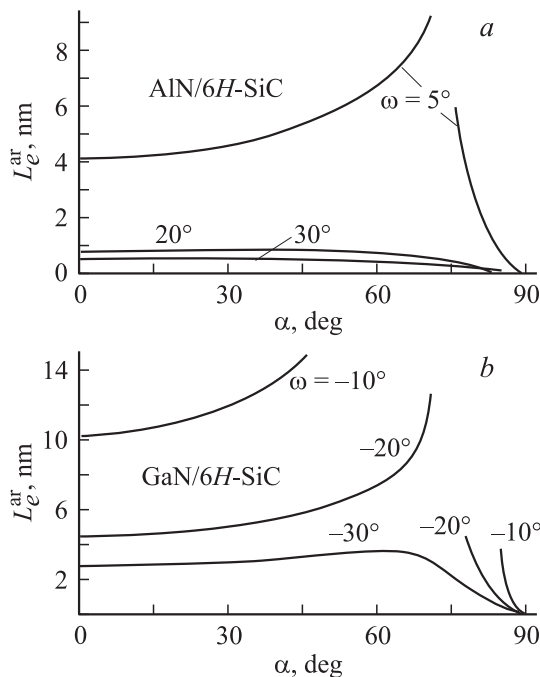


Рис. 7. Равновесное плечо L_e^{ar} дисклинационных диполей как функция угла α при различных значениях их мощности ω для систем пленка–подложка AlN/6H-SiC (a) и GaN/6H-SiC (b).

режиму неограниченного роста плеч дисклинационных полей.

6. Заключение

Таким образом, согласно результатам, представленным в настоящей работе, процесс зарождения дисклинационных диполей при межзеренном скольжении в нанокристаллической пленке в определенных условиях способен существенно уменьшить упругую энергию композита пленка–подложка. В частности, в рамках предложенной теоретической модели показано, что зарождение дисклинационных диполей в пленке (покрытии) энергетически выгодно в композитах пленка–подложка для систем AlN/6H-SiC и GaN/6H-SiC в широком интервале их структурных параметров. Поэтому образование диполей дисклинаций (ротационных дефектов) при межзеренном скольжении служит эффективным механизмом релаксации напряжений несоответствия в нанокристаллических пленках и покрытиях.

Список литературы

- [1] Д.В. Штанский, С.А. Кулинич, Е.А. Левашов, J.J. Moore. ФТТ **45**, 1122 (2003).
- [2] Ю.М. Белоусов. ФТТ **49**, 277 (2007).
- [3] В.Н. Андреев, В.М. Капралова, В.А. Климов. ФТТ **49**, 2209 (2007).
- [4] С.Г. Романов. ФТТ **49**, 512 (2007).

- [5] Л.К. Орлов, Ю.Н. Дроздов, В.Б. Шевцов, В.А. Боженин, В.И. Вдовин. ФТТ **49**, 596 (2007).
- [6] В.В. Попов, Т.В. Теперик, F.J. Carc'a de Abajo. ФТТ **49**, 1206 (2007).
- [7] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. Adv. Phys. **55**, 627 (2006).
- [8] Ю.А. Бойков, В.А. Данилов. ФТТ **49**, 1451 (2007).
- [9] Б.А. Беляев, А.В. Изотов. ФТТ **49**, 1652 (2007).
- [10] Nanostructured coatings / Eds A. de Cavaleiro, J.Th.M. De Hosson. Springer Science + Business Media LLC, N.Y. (2006). 640 p.
- [11] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. Физическая механика деформируемых наноструктур. Т. 2. Слоистые наноструктуры. Янус. СПб. (2005). 352 с.
- [12] С.С. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek. Structural nanocrystalline materials: fundamentals and applications. Cambridge University Press, Cambridge (2007). 648 p.
- [13] H. Klostermann, F. Fietzke, T. Modes, O. Zywitzki. Rev. Adv. Mater. Sci. **15**, 33 (2007).
- [14] A.M. Saad, V.A. Kalaeв, J.A. Fedotova, K.A. Sitnikov, A.V. Sitnikov, Yu.E. Kalinin, A.K. Fedotov, V.A. Svitov. Rev. Adv. Mater. Sci. **15**, 208 (2007).
- [15] L.T. Kabacoff. In: Nanostructured films and coatings / Eds by G.-M. Chow, I.A. Ovid'ko, T. Tsakalakos. Kluwer, Dordrecht (2000). P. 373.
- [16] A. Akbari, J.P. Riviere, C. Templier, E. Le Bourhis, G. Abadias. Rev. Adv. Mater. Sci. **15**, 111 (2007).
- [17] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, J. Nanosci. Nanotechnol. **1**, 215 (2001).
- [18] A.L. Kolesnikova, I.A. Ovid'ko, A.E. Romanov. Solid State Phenom. **87**, 265 (2002).
- [19] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, N.V. Shiba. Rev. Adv. Mater. Sci. **16**, 102 (2007).
- [20] A.E. Romanov, M.J. Lefevre, J.S. Speck, W. Pompe, S.K. Streiffer, C.M. Foster. J. Appl. Phys. **83**, 2754 (1998).
- [21] I.A. Ovid'ko. J. Phys.: Cond. Matter **11**, 6521 (1999).
- [22] H. Gao, C.S. Ozkan, D.W. Nix, J.A. Zimmerman, L.B. Freund. Philos. Mag. A **79**, 349 (1999).
- [23] S.V. Bobylev, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. Phys. Rev. B **64**, 224 507 (2001).
- [24] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, N.V. Skiba. J. Phys.: Cond. Matter. **15**, 1173 (2003).
- [25] A.G. Sheinerman, M.Yu. Gutkin. Phys. Status Solidi A **184**, 485 (2001).
- [26] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. Appl. Phys. Lett. **90**, 171 927 (2007).
- [27] И.А. Овидько, А.Г. Шейнерман. ФТТ **50**, 1002 (2008).
- [28] A.E. Romanov, V.I. Vladimorov. Dislocations in solids / Ed. F.R.N. Nabarro. Amsterdam, North-Holland (1992). V. 9. P. 191.
- [29] A.F. Wright. J. Appl. Phys. **82**, 2833 (1997).
- [30] M. Kim, J. Ohta, A. Kobayashi, H. Fujioka, M. Oshima. Phys. Status Solidi RRL **2**, 13 (2008).
- [31] C.J. Rawn, J. Chaudhuri. JCPDS-International Central for Diffraction Data, Advances in X-ray Analysis **43**, 338 (2000).