

ТРУДЫ

ISSN 0868-7129

ФТИАН

Том

КВАНТОВЫЕ
КОМПЬЮТЕРЫ,
МИКРО-
И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

физика, технология, диагностика
и моделирование

НАУКА

УДК 533.924

А.С. БАБУШКИН, Р.В. СЕЛЮКОВ

ВЛИЯНИЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА ОСТАТОЧНЫЕ МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ХРОМА

Представлены результаты исследования воздействия ионно-плазменной обработки в плазме Ag с энергией ионов ниже порога распыления (15–30 эВ) на распределение остаточных напряжений по толщине в тонких пленках Cr. Времена обработки составляли 15–60 мин. Распределение напряжений по толщине пленки рассматривалось в линейном приближении. Среднее значение напряжений σ_0 определялось с помощью рентгеновской дифрактометрии и по величине изгиба микромостов, градиент напряжений σ_1 определялся путем измерения изгиба микрокантилеверов. Пленки Cr исходно имели сжимающие средние напряжения, но разный по величине и знаку градиент. Представлены зависимости σ_0 и σ_1 от времени обработки t и энергии ионов ϵ_i для разных исходных профилей напряжений. Обнаружено, что при малых t и ϵ_i среднее значение сжимающих напряжений увеличивалось, в то время как при больших t и ϵ_i , наоборот, уменьшалось. Градиент напряжений увеличивался с увеличением t и ϵ_i независимо от его исходного знака и величины. При $\epsilon_i = 15$ эВ градиент напряжений не менялся. При этом, чем больше был исходный градиент напряжений в пленке, тем значительнее было изменение σ_1 . Представлена методика, позволяющая определить глубину изменения механических напряжений в тонких пленках в результате ионной бомбардировки. С ее помощью установлено, что изменения напряжений происходят на глубине, сравнимой с толщиной пленки.

Введение

Тонкие металлические пленки широко используются в микро/оптоэлектронике, микро- и наноэлектромеханических системах (МЭМС и НЭМС), при изготовлении компонентов оптики (зеркал, дифракционных решеток и пр.), а также в качестве защитных и функциональных покрытий [1]. Большинство методов осаждения, таких как физическое (PVD), химическое (CVD), электрохимическое или плазмохимическое (PECVD) осаждение из паровой фазы,

приводят к формированию остаточных напряжений $\sigma(z)$, неоднородно распределенных по толщине пленки z [2, 3]. Они включают в себя температурные напряжения, обусловленные различием температурных коэффициентов линейного расширения пленки и подложки, а также внутренние напряжения, обусловленные процессами, протекающими в ходе осаждения пленки, такими как коалесценция островков, внедрение осаждаемых атомов в межзеренные границы, рост зерен [2] и уплотнение пленки (при ионно-плазменных методах осаждения) [3].

Наличие напряжений в тонких пленках представляет собой серьезную проблему, поскольку они оказывают существенное влияние на производительность, надежность и долговечность компонентов и устройств [1]. Растягивающие напряжения могут приводить к растрескиванию пленок [4, 5], сжимающие – к их отслаиванию и вздутию [1, 6–10]. Суммарное воздействие исходных напряжений и внешних нагрузок во время работы микромеханического устройства может привести к его разрушению [11, 12]. К неработоспособности МЭМС также приводит деформация их элементов, причем, наиболее важными являются деформации изгиба, обусловленные неоднородностью напряжений по толщине пленки (градиентом) [13, 14]. С другой стороны, напряжения в тонких пленках могут способствовать увеличению их магнитной анизотропии и постоянной магнитоупругой связи [15–18], а растягивающие напряжения в микромостах и мембранах приводят к увеличению их резонансных частот [19, 20].

Также напряжения позволяют осуществлять самосборку, т.е. формирование МЭМС за счет энергии упругой деформации элементов системы. Такая технология применяется в том числе при изготовлении оптических сканеров [21]. Схожий принцип используется в нанокриггиах – технологии изготовления сложных трехмерных нанообъектов путем преобразования двухмерных [22]. Таким образом, актуальной является задача управления напряжениями в тонких пленках как в процессе их осаждения, так и в результате различных постобработок.

Известно, что напряжения в пленках после их осаждения можно изменять с помощью бомбардировки ионами инертных газов [23–30]. В большинстве работ исследуется воздействие ионов с энергиями 0.5 кэВ–1 МэВ, диапазон меньших энергий малоизучен. Кроме того, известно, что ионная бомбардировка сопровождается распылением материала, что приводит к нежелательному в большинстве случаев утонению пленок и увеличению их шероховатости. В этой связи представляет интерес диапазон энергий ниже порога распыления, который для большинства материалов имеет значения порядка десятков электронвольт [31].

В данной работе было исследовано влияние ионно-плазменной обработки (ИПО) в плазме Ag с энергиями ионов ниже порога распыления на распределение $\sigma(z)$ в тонких поликристаллических пленках Cr, осажденных на пластину Si(100). Тонким пленкам Cr свойственны большие остаточные напряжения [27]. При этом они имеют широкое применение при изготовлении масок для фотолитографии, в качестве адгезионных слоев, тонкопленочных резисторов и обкладок тонкопленочных конденсаторов [32]. Определение $\sigma(z)$ в пленках до и после ИПО проводилось в приближении линейной зависимости σ от z . Исследовалось влияние на $\sigma(z)$ параметров ИПО: времени ИПО и средней энергии ионов, а также влияние знака и величины исходного градиента напряжений

и исходной величины среднего напряжения. Представлена методика, позволяющая определить глубину изменения механических напряжений в тонких пленках в результате ионной бомбардировки. С ее помощью было показано, что изменения напряжений происходят на глубине, сравнимой с толщиной пленки.

1. Методики определения напряжений в пленках

Как правило, напряжения в пленках являются изотропными и действуют только в плоскости пленки. Если расположить координатные оси так, что плоскость Oxy будет параллельна плоскости пленки, а ось Oz будет сонаправлена с нормалью к этой плоскости, то в таком случае тензор механических напряжений имеет только две равные компоненты: $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma$. Поскольку напряжения однородны по площади пленки, σ рассматривается как скалярная величина, зависящая только от z . Распределение механических напряжений в пленке (рис. 1) обычно представляется в виде полинома [33]:

$$\sigma(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_k \left(\frac{z}{h/2} \right)^k. \quad (1)$$

Ось z имеет начало на срединной плоскости пленки толщиной h . Четные слагаемые отвечают за латеральное растяжение/сжатие пленки, а нечетные — за ее изгиб. Как правило, в выражении (1) ограничиваются первыми двумя слагаемыми:

$$\sigma(z) = \sigma_0 + \sigma_1 \left(\frac{z}{h/2} \right), \quad (2)$$

где σ_0 — среднее значение напряжений, σ_1 — градиент напряжений по толщине.

Стоит отметить, что использование термина «градиент напряжений» применительно к величине σ_1 является традиционным для литературы, посвященной напряжениям в пленках [33, 34].

Среднее напряжение σ_0 в пленке приводит к тому, что структуры, изготовленные из такой пленки, стремятся изменить свои латеральные размеры после освобождения от крепления к подложке. Так, балка, закрепленная с двух концов (мост), после удаления из-под нее материала подложки или жертвенного слоя (вывешивания) сможет это сделать только через прогиб, по величине

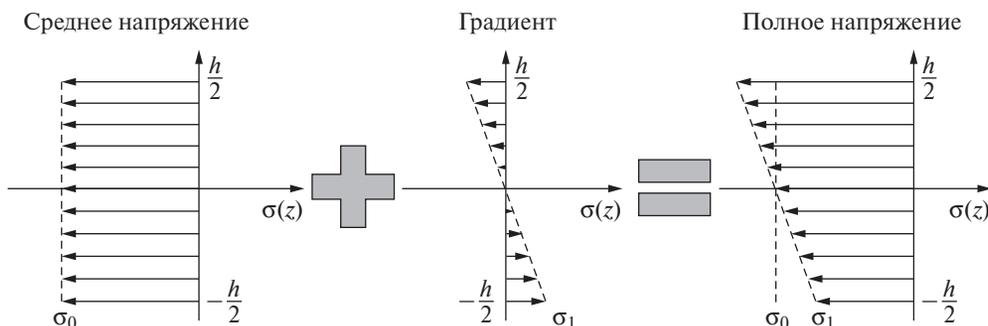


Рис. 1. Распределение механических напряжений в пленке по толщине

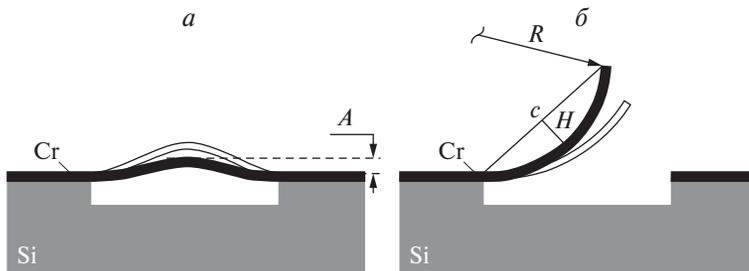


Рис. 2. Изгиб моста, вызванный сжимающими напряжениями (а), изгиб кантилевера, вызванный положительным градиентом напряжений (б)

которого можно определить σ_0 . Мост является простейшей тестовой микро-механической структурой, служащей для определения средних сжимающих напряжений в пленках [34]. Существуют и другие, более сложные тестовые структуры, позволяющие измерять не только сжимающие, но и растягивающие напряжения [34–38], однако все они обладают рядом недостатков. Основным является то, что ширина балок в структурах, где используется деформация в плоскости пленки [36–38], должна быть сопоставима с толщиной пленки. Так как такие структуры подходят только для толстых пленок, а также из-за того, что пленки, исследовавшиеся в данной работе, имели сжимающие напряжения, мы использовали мосты. Величина σ_0 связана с прогибом моста следующим соотношением [34]:

$$|\sigma_0| = \frac{\pi^2 E}{12L^2} (3A^2 + 4h^2), \quad (3)$$

где A – прогиб моста; E – модуль Юнга материала пленки; L и h – длина и толщина моста соответственно (рис. 2, а).

Средние напряжения в пленке могут быть также определены с помощью рентгеноструктурного анализа (РСА) путем сравнения межплоскостных расстояний для напряженных и лишенных напряжений образцов из одного и того же материала. Так как для Сг коэффициент ослабления рентгеновского излучения на длине волны $\text{CuK}_{\alpha 1}$ равен 0.1822 мкм^{-1} [39], то для Сг пленок толщиной менее 1 мкм поглощением излучения в пленке можно пренебречь и принимать определенное с помощью РСА значение напряжений равным σ_0 .

Наличие σ_1 в пленке приводит к тому, что структуры, изготовленные из такой пленки, будут стремиться изогнуться после освобождения от крепления к подложке. Простейшей тестовой структурой, служащей для определения градиента напряжений, является балка, закрепленная с одного конца (кантилевер). Величина σ_1 связана с радиусом кривизны кантилевера следующим соотношением [34]:

$$\sigma_1 = \frac{Eh}{R}, \quad (4)$$

где E – модуль Юнга, h – толщина кантилевера.

Легко показать, что радиус кривизны может быть вычислен по длине хорды c , стягивающей дугу, описываемую кантилевером, и высоте сегмента H , ограниченного дугой и хордой (рис. 2, б):

$$R = \frac{H}{2} + \frac{c^2}{8H}. \quad (5)$$

В данной работе для определения средних напряжений σ_0 использовались тестовые микромосты и РСА, а для определения градиента напряжений σ_1 – тестовые микрокантилеверы, изготовленные из исследуемой пленки. Прогиб мостов A и радиус кривизны кантилеверов R определялись с помощью их СЭМ-изображений, сделанных на электронном микроскопе Zeiss Supra-40. С целью оценки средних значений напряжений σ_0 в тонких пленках Cr с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-3М проводилась съемка θ - 2θ -дифрактограмм. В качестве источника излучения использовалась трубка с медным анодом, CuK_β линия устранялась с помощью кристалл-монокроматора. Падающее излучение состояло из $\text{CuK}_{\alpha 1}$ и $\text{CuK}_{\alpha 2}$ линий, поэтому профили дифракционных максимумов исходно представляли собой сумму двух соответствующих этим линиям компонент. Съемка проводилась с шагом по 2θ , равным 0.02° , на дифрактограммах всех пленок присутствуют только максимумы Cr(110) и Cr(220). Точное положение максимума Cr(110) определялось после вычитания из дифрактограммы фона и выделения из профиля максимума Cr(110) $\text{K}_{\alpha 1}$ -компоненты по методу Речингера путем аппроксимации этой компоненты профилем Фогта. По положению максимума Cr(110) с помощью формулы Брэгга определялись значения межплоскостных расстояний d_{110} в направлении нормали к поверхности пленки:

$$2d_{110} \sin \theta_C = \lambda. \quad (6)$$

Далее по методике, описанной в работе [31], вычислялось значение σ_0 :

$$\sigma_0 = -\frac{E}{2\nu} \frac{d_{110} - d_{110}^0}{d_{110}^0}. \quad (7)$$

При этом использовались значения модуля Юнга (E) и коэффициента Пуассона (ν) для объемного Cr: $E = 280$ ГПа, $\nu = 0.31$ [39]. Также в качестве межплоскостного расстояния d_{110}^0 для свободной от напряжений пленки использовались значения, взятые из литературы, для объемного Cr: $d_{110}^0 = 0.20400$ нм [40].

Как и при анализе тестовых МЭМС структур, при вычислении σ_0 с помощью РСА предполагалось, что напряжения изотропно действуют только в плоскости пленки. Также пренебрегалось возможным отличием использованных при расчетах значений d_{110}^0 для Cr от их действительных значений в исследованных образцах.

Как правило, в работах, посвященных исследованию ионной бомбардировки пленок [23–30], ограничиваются измерением только среднего напряжения σ_0 . Однако одновременное исследование среднего напряжения σ_0 и градиента σ_1 позволяет видеть более полную картину происходящих изменений напряжений в пленке. В данной работе предлагается методика, позволяющая на основе данных об изменении σ_0 и σ_1 определить глубину, в пределах которой происходит изменение напряжений в процессе обработки. Расчет глубины выполнялся в предположении, что ионная бомбардировка вносит в слой пленки толщиной h_{mod} постоянные по глубине механические напряжения величиной σ_{mod} , как показано на рис. 3. Исходная пленка

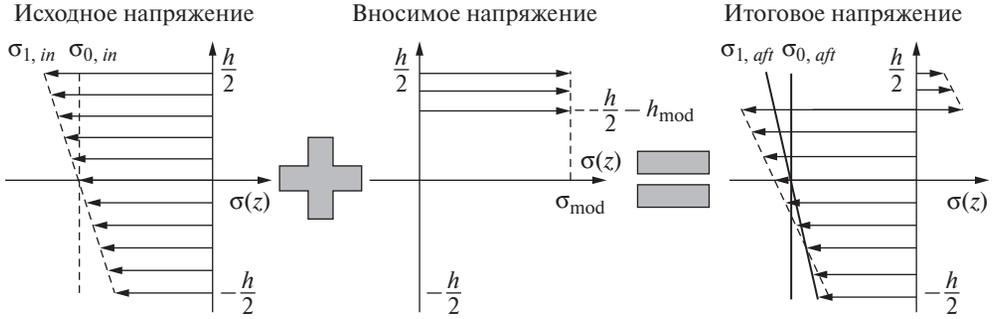


Рис. 3. Схематическое изображение изменения распределения напряжений в пленке, обусловленного ионной бомбардировкой

характеризуется средним напряжением $\sigma_{0, in}$ и градиентом $\sigma_{1, in}$. После ионной бомбардировки распределение напряжений по толщине пленки изменяется и может быть охарактеризовано эквивалентным линейным распределением со значениями $\sigma_{0, aft}$ и $\sigma_{1, aft}$. Эти величины могут быть определены экспериментально с использованием выражений (3) и (4). Аналитическое выражение для связи величин $\Delta\sigma_0$ и $\Delta\sigma_1$ с величинами σ_{mod} и h_{mod} можно найти следующим образом.

Распределение напряжений после ионной бомбардировки $\sigma_{aft}(z)$ представляет собой сумму исходных и вносимых напряжений:

$$\sigma_{aft}(z) = \begin{cases} \sigma_{mod} + \sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2}, & z \in \left(\frac{h}{2} - h_{mod}; \frac{h}{2}\right), \\ \sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \left(\frac{z}{h/2}\right), & z \in \left(-\frac{h}{2}; \frac{h}{2} - h_{mod}\right). \end{cases} \quad (8)$$

В то же время оно может быть выражено через эквивалентные значения

$$\sigma_{aft}(z) = \sigma_{0,aft} + \sigma_{1,aft} \left(\frac{z}{h/2}\right). \quad (9)$$

Выражения (8) и (9) описывают одно и то же состояние пленки и поэтому должны давать одинаковые средние значения напряжения по толщине $\langle\sigma_{aft}(z)\rangle$ и изгибающие моменты M . Для среднего значения имеем

$$\begin{aligned} \langle\sigma_{aft}(z)\rangle &= \sigma_{0,aft} = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2-h_{mod}} \left(\sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2}\right) dz + \\ &+ \frac{1}{h} \int_{h/2-h_{mod}}^{h/2} \left(\sigma_{mod} + \sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2}\right) dz = \\ &= \sigma_{0,in} + \sigma_{mod} \frac{h_{mod}}{h}. \end{aligned} \quad (10)$$

Изгибающий момент имеет вид

$$M = \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma(z) dz = \int_{-h/2}^{h/2} z \left(\sigma_{0, aft} + \sigma_{1, aft} \frac{z}{h/2} \right) dz =$$

$$= \int_{-h/2}^{h/2-h_{\text{mod}}} z \left(\sigma_{0, in} + \sigma_{1, in} \frac{z}{h/2} \right) dz + \int_{h/2-h_{\text{mod}}}^{h/2} z \left(\sigma_{\text{mod}} + \sigma_{0, in} + \sigma_{1, in} \frac{z}{h/2} \right) dz. \quad (11)$$

После преобразования выражение (11) приобретает вид

$$\frac{\sigma_{1, aft} h^2}{6} = \frac{\sigma_{1, in} h^2}{6} + \sigma_{\text{mod}} \left(\frac{hh_{\text{mod}}}{2} - \frac{h_{\text{mod}}^2}{2} \right). \quad (12)$$

Уравнения (10) и (12) составляют систему нелинейных уравнений с двумя неизвестными σ_{mod} и h_{mod} :

$$\begin{cases} \Delta\sigma_0 = \sigma_{0, aft} - \sigma_{0, in} = \sigma_{\text{mod}} \frac{h_{\text{mod}}}{h}, \\ \Delta\sigma_1 = \sigma_{1, aft} - \sigma_{1, in} = \frac{3}{h^2} \sigma_{\text{mod}} (hh_{\text{mod}} - h_{\text{mod}}^2). \end{cases} \quad (13)$$

После введения обозначений $a = h$, $b = -(\Delta\sigma_1/3) h^2$, $c = \Delta\sigma_0 h$, $x = h_{\text{mod}}$, $y = \sigma_{\text{mod}}$ система (13) принимает вид

$$\begin{cases} x^2 y + axy = b, \\ xy = c. \end{cases} \quad (14)$$

Решение этой системы следующее:

$$\begin{cases} x = \frac{b}{c} + a, \\ y = \frac{c^2}{b + ac}. \end{cases} \quad (15)$$

Нетрудно показать, что это единственное нетривиальное решение. На рис. 4 представлены графики функций $y(x)$ для обоих уравнений системы (14) с учетом того, что $a > 0$, а b и c имеют разный знак. При этих условиях существует единственная точка пересечения, а следовательно, и единственное решение системы (14).

Таким образом, мы получили выражения, позволяющие рассчитать величину вносимого обработкой изменения напряжений σ_{mod} и глубину h_{mod} , на которой оно происходит, на основании данных об изменении среднего напряжения $\Delta\sigma_0$ и градиента $\Delta\sigma_1$:

$$\begin{cases} h_{\text{mod}} = h \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\Delta\sigma_1}{\Delta\sigma_0} \right), \\ \sigma_{\text{mod}} = \Delta\sigma_0 \frac{1}{1 - \frac{1}{3} \frac{\Delta\sigma_1}{\Delta\sigma_0}}. \end{cases} \quad (16)$$

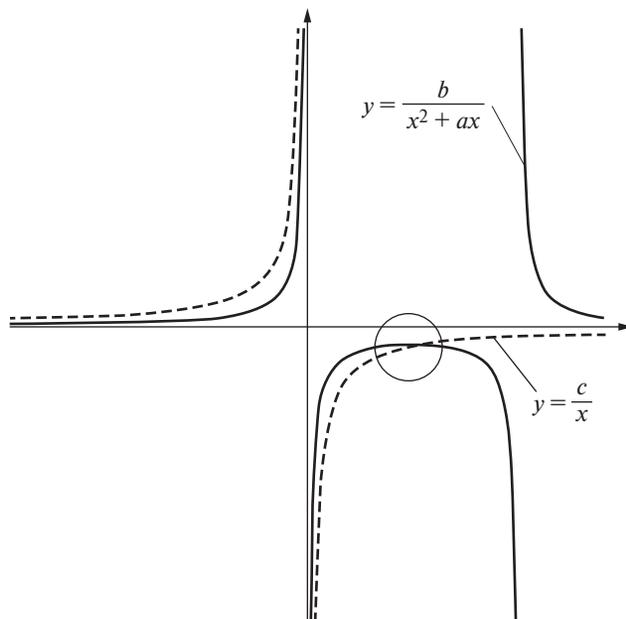


Рис. 4. Графическое решение системы уравнений (14). Кругом выделена точка пересечения графиков

2. Изготовление и ионно-плазменная обработка образцов

Осаждение пленок Сг проводилось на 100 мм пластины Si(100) методом магнетронного распыления при давлении Ar 2 мкбар и скорости осаждения 0.6 нм/с в двух режимах. В первом режиме производилось осаждение пленок толщиной 200 нм без приложения смещения к подложке. Во втором режиме пленка осаждалась в два этапа. Сначала осаждали нижний слой Сг с приложением к подложке смещения -15 В. Затем осаждали верхний слой без приложения смещения. Известно, что приложение смещения к подложке позволяет получить пленки с заметно большими по модулю сжимающими напряжениями, чем пленки, осажденные в тех же условиях, но без приложения смещения [1]. Таким образом, варьируя соотношение толщин слоев (150/150 нм, 75/225 нм и 60/240 нм), мы получили пленки толщиной 300 нм с разными исходными градиентами напряжений. Кантилеверы и мосты формировались с помощью УФ-литографии и жидкостного травления Сг (рис. 5). Их длина составляла 10–100 мкм, ширина 2–10 мкм.

ИПО образцов проводили в реакторе плотной плазмы ВЧ индукционного разряда низкого давления, подробно описанном в работе [41]. Условия обработки были следующими: ВЧ мощность ($f = 13.56$ МГц), подаваемая на индуктор, составляла 800 Вт, расход Ar – $10 \text{ н} \cdot \text{см}^3/\text{мин}$, давление Ar – 0.08 Па. Энергия ионов Ar^+ ε_i варьировалась в пределах 15–30 эВ. Обработка выполнялась в течение $t = 15, 30, 45$ и 60 мин. Плотность ионного тока во всех режимах составляла $6.4 \text{ мА}/\text{см}^2$. С целью исключения теплового воздействия плазмы на пленку между образцом и подложкодержателем создавался плотный тепловой

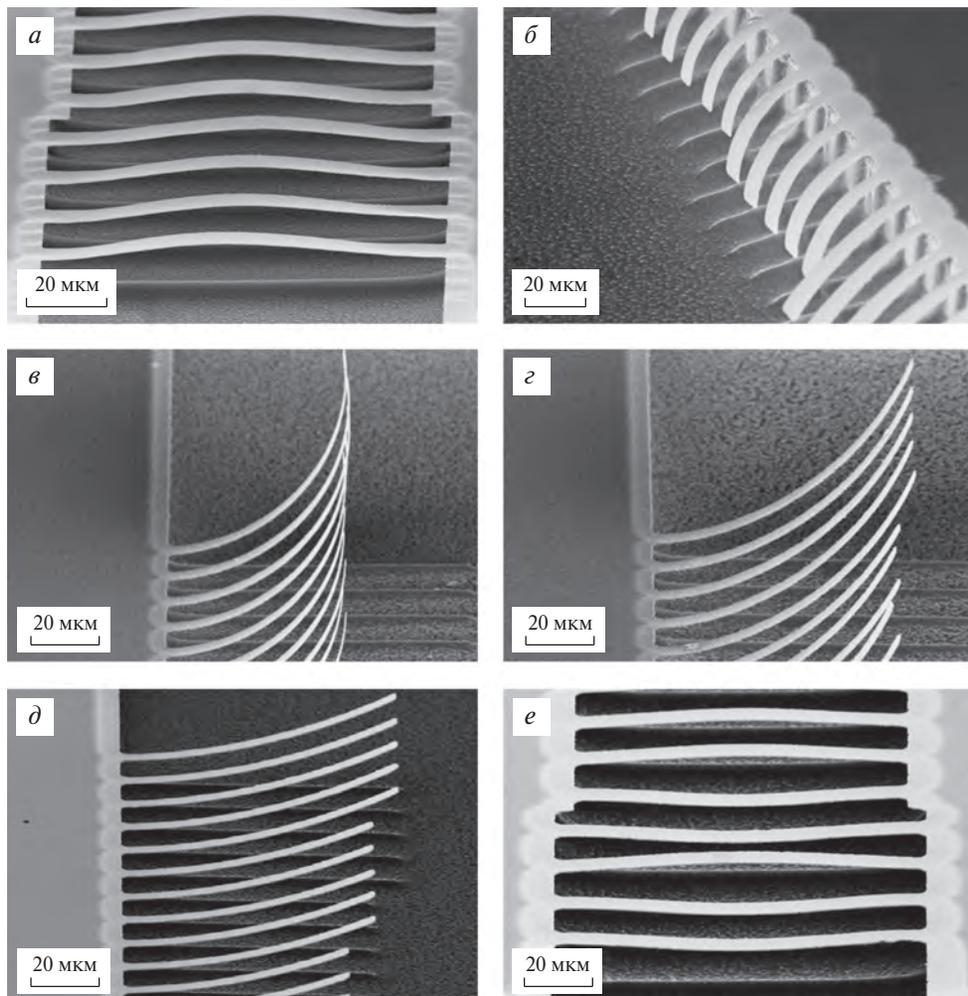


Рис. 5. СЭМ-изображения тестовых микромеханических структур, изготовленных из необработанной пленки Si. Пленки, осажденные без приложения смещения к подложке (а, б). Пленки с соотношением толщин слоев: 150/150 нм (в); 75/225 нм (г); 60/240 нм (д, е)

контакт с помощью вакуумной смазки, а сам держатель охлаждался гелием. При таких условиях ИПО не приводила к распылению материала, что подтверждалось результатами измерения толщины пленки с помощью растрового электронного микроскопа Zeiss Supra-40, а также с помощью профилометра Talystep. После проведения ИПО проводилось вывешивание тестовых структур путем удаления Si из-под них методом травления в плазме SF₆. Часть образцов была подвергнута обработке уже после этапа вывешивания балок.

Также было проведено исследование влияние предварительного термического вакуумного отжига на результат воздействия ионно-плазменной обработки. Для этого часть образцов до ИПО была подвергнута отжигу в вакууме в течение часа при температурах 300, 400 и 500 °С.

Было проведено три серии экспериментов. В первой серии исследованы зависимости $\sigma_0(t)$ и $\sigma_1(t)$ в пленках, осажденных без приложения смещения

к подложке. По полученным данным была рассчитана глубина, на которой происходит изменение напряжений в пленке. Во второй серии исследованы зависимости $\sigma_1(t)$ и $\sigma_1(\varepsilon_i)$, а также влияние на них исходного градиента напряжений в пленках, осажденных в два этапа с варьируемым соотношением толщин слоев. В третьей серии экспериментов исследованы зависимости $\sigma_0(t)$, $\sigma_0(\varepsilon_i)$, $\sigma_1(t)$ и $\sigma_1(\varepsilon_i)$ в пленках, осажденных в два этапа с соотношением толщин слоев 60/240 нм.

3. Зависимость профиля напряжений от времени обработки с энергией ионов 30 эВ. Определение глубины изменения напряжений

Исходные пленки Cr, осажденные без приложения смещения к подложке, имели сжимающие средние напряжения, о чем свидетельствуют выгнутые мосты (рис. 5, а). При этом кантилеверы имели сильный изгиб вниз (рис. 5, б). Это говорит о том, что пленка вблизи поверхности имеет большие по модулю сжимающие напряжения, чем вблизи интерфейса (рис. 1). Так как сжимающие напряжения имеют отрицательный знак, то такой градиент напряжений, согласно выражению (2), тоже будет отрицательным. На рис. 6 представлены зависимости среднего напряжения σ_0 и градиента напряжений σ_1 в пленках, осажденных без приложения смещения, от t с $\varepsilon_i = 30$ эВ. С ростом времени ИПО σ_0 и σ_1 уменьшались по модулю, при этом прогиб моста уменьшался, а радиус кривизны кантилевера увеличивался. Стоит отметить, что при $t = 45$ и $t = 60$ мин прогиб мостов полностью исчезал, поэтому определить среднее напряжение было затруднительно. Для этих случаев величина σ_0 считалась равной пороговому значению напряжений, рассчитанному по формуле (3) для $A = 0$, и составляла 4 МПа.

Величины σ_{mod} и h_{mod} рассчитывались для каждого t на основании данных об изменении среднего напряжения $\Delta\sigma_0$ и градиента $\Delta\sigma_1$ по сравнению с необработанным образцом. Графики зависимости величины изменения напряжений σ_{mod} и глубины h_{mod} , на которой оно происходит, от t , полученные с использованием выражений (16), представлены на рис. 7. Данные показывают, что σ_{mod} является растягивающим (положительным) и растет с увеличением t . Значение h_{mod} также растет, но начиная с 30 мин выходит на насыщение. При этом ее значение достигает 170 нм, что сравнимо с толщиной пленки. Для времени обработки 60 мин расчеты не выполнялись.

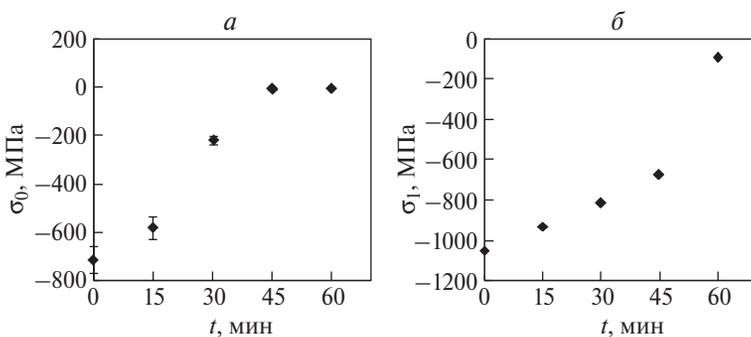


Рис. 6. Зависимость среднего напряжения (а) и градиента напряжений (б) от времени обработки; $\varepsilon_i = 30$ эВ

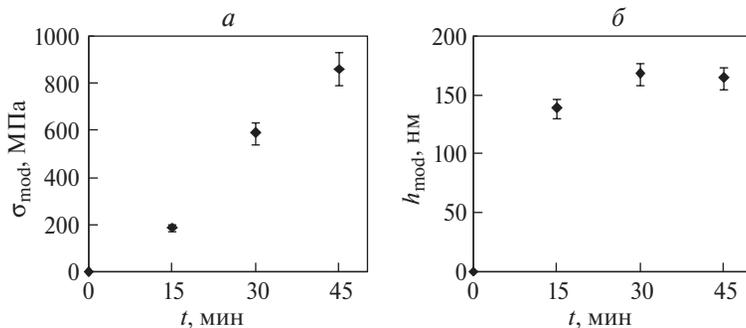


Рис. 7. Зависимость величины вносимых напряжений (а) и глубины модификации (б) от времени обработки; $\varepsilon_i = 30$ эВ

Верификация полученной глубины изменения напряжений h_{mod} затруднительна вследствие отсутствия методик, позволяющих определить профиль механических напряжений в пленке с необходимой точностью. Например, одна из методик, основанных на рентгеновской дифрактометрии с использованием современного оборудования, позволяет измерять профиль напряжений с разрешающей способностью по глубине лишь около 100 нм [42]. Тем не менее глубину модификации можно оценить. Предположим, что ИПО вносит напряжения, равные максимально допустимым растягивающим напряжениям в пленке хрома $\sigma_{\text{max}} = 1.4$ ГПа [43]. Изменение среднего напряжения от -700 МПа практически до нуля, которое наблюдалось в эксперименте (см. рис. 6), возможно лишь в том случае, если напряжения σ_{max} вносятся на глубине, равной половине толщины пленки. В действительности вносимые напряжения меньше предельных, поэтому глубина модификации превышает 100 нм.

Также были исследованы образцы, которые перед ИПО были подвергнуты термическому отжигу в вакууме в течение часа. Было получено, что после предварительного отжига воздействие ИПО на механические напряжения снижается. Отжиг при температуре 300 °С привел к тому, что изменение градиента напряжений оказалось на 15% меньше. После отжига при 400 °С и выше ИПО переставала оказывать воздействие на напряжения в пленке.

Кроме того, исследовано влияние ИПО на изгиб тестовых микромеханических структур, которые были вывешены до обработки. Было найдено, что ИПО не влияет на их изгиб. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что необходимым условием изменения напряжений в результате ИПО является присутствие в пленке напряжений, неоднородно распределенных по ее толщине. После отжига, как и после вывешивания балок, происходит релаксация напряжений.

4. Изменение градиента напряжений в зависимости от времени обработки, энергии ионов и величины исходного градиента

Как упоминалось ранее, для исследования влияния исходного градиента напряжений на результат воздействия ионно-плазменной обработки были использованы пленки, осажденные в два этапа. Среднее напряжение, как и ранее, было сжимающим, а градиент зависел от соотношения толщин слоев, осажден-

ных со смещением на подложке и без него (табл. 1). При осаждении в таком режиме градиент получался положительным, в результате чего кантилеверы имели изгиб вверх (рис. 5, в, з, д). Чем больше была толщина нижнего слоя, тем сильнее были изогнуты кантилеверы.

Таблица 1. Величина исходного градиента механических напряжений в пленках с разным соотношением толщин слоев (h_1/h_2)

h_1/h_2 , нм	σ_1 , МПа
150/150	1615
75/225	900
60/240	385

На рис. 8 изображены графики изменения градиента напряжений σ_1 в зависимости от t ($\varepsilon_i = 25$ эВ) и ε_i ($t = 30$ мин) в пленках с разным исходным градиентом. С увеличением t градиент напряжений увеличивается. Исследование зависимости воздействия обработки от энергии ионов показало, что с уменьшением ε_i изменение градиента напряжений уменьшается и при 15 эВ практически равно нулю. Также было найдено, что ИПО оказывает более сильное воздействие на пленки с ббльшим исходным градиентом напряжений.

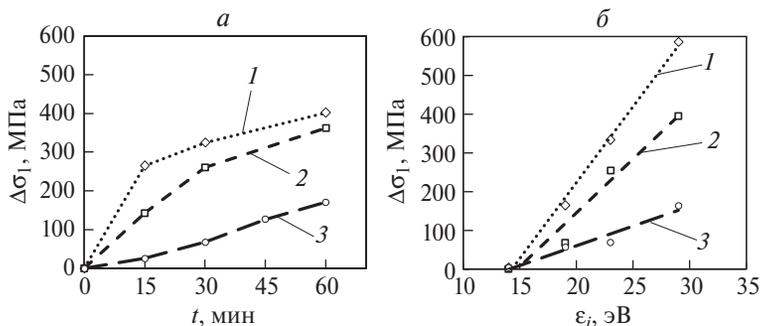


Рис. 8. Зависимость изменения градиента напряжений от времени обработки ($\varepsilon_i = 25$ эВ) (а) и энергии ионов ($t = 30$ мин) (б) в пленках с разным исходным градиентом: 1 – 1615; 2 – 900; 3 – 385 МПа. Соединительные линии введены для наглядности

5. Изменение профиля напряжений в зависимости от времени обработки и энергии ионов

Исследование зависимостей $\sigma_0(t)$, $\sigma_0(\varepsilon_i)$, $\sigma_1(t)$ и $\sigma_1(\varepsilon_i)$ было проведено на пленках, осажденных в одинаковых условиях на три пластины. Пленки осаждались в два этапа и имели соотношение толщин слоев 60/240 нм. Пленки, осажденные в таком режиме, были выбраны потому, что кантилеверы, изготовленные на их основе, имели слабый изгиб вверх. В результате не требовалось глубокое травление Si для вывешивания кантилеверов (рис. 5, д), как в случае, когда вся пленка осаждалась без смещения, при этом кантилеверы имели сильный изгиб вниз (рис. 5, б). В то же время изгиб не был слишком большим, как в режимах с соотношениями толщин 150/150 нм и 75/225 нм. Кроме того,

определение σ_0 осуществлялось не только с помощью тестовых микромеханических мостов, но и с использованием рентгеноструктурного анализа (РСА). Результаты данных измерений находятся в качественном согласии друг с другом. Незначительные различия значений σ_0 , полученных разными методами, можно объяснить возможным отличием использованных при расчетах значений d_{110}^0 для Сг от их действительных значений в исследованных образцах, а также тем, что при наличии подтравы под опорной площадкой на изгиб мостов может влиять градиент напряжений.

Рентгеновские измерения σ_0 для исходных пленок Сг проводились для нескольких образцов, взятых из разных участков каждой пластины. Было найдено, что во всех случаях напряжения в исходных пленках – сжимающие. Различия в значениях σ_0 для разных участков каждой пластины не превышают погрешности измерений (± 100 МПа). Однако значения σ_0 для разных пластин находятся в пределах 280–470 МПа. Исходный градиент напряжений σ_1 для разных пластин также различался и составлял 310–460 МПа. Исходные значения σ_0 и σ_1 , а также толщины пленок h для разных пластин указаны в табл. 2. Полученные значения толщины пленки с пластины № 1 несколько меньше других, так как образцы со сплошной пленкой брались с края этой пластины.

Таблица 2. Исходные значения σ_0 , σ_1 и h для пластин

№ пластины	σ_0 , МПа (РСА)	σ_0 , МПа (мосты)	σ_1 , МПа	h , нм
1	–280	–250	383	260
2	–375	–	326	290
3	–465	–290	459	300

Для образцов, взятых из пластины № 1, было проведено два эксперимента. В первом эксперименте проводились изохронные ИПО с энергией ионов $\epsilon_i = 15, 20, 25, 30$ эВ. Время ИПО при этом составляло 30 мин. Во втором эксперименте ИПО при $\epsilon_i = 25$ эВ проводились в течение $t = 15, 30, 45, 60$ мин. После проведения ИПО измерялись σ_0 и σ_1 . Зависимости $\sigma_0(\epsilon_i)$ и $\sigma_1(\epsilon_i)$ представлены на рис. 9, зависимости $\sigma_0(t)$ и $\sigma_1(t)$ – на рис. 10. Было найдено, что в результате изохронных ИПО абсолютное значение средних напряжений $|\sigma_0|$ при 15 и 20 эВ увеличивается по сравнению с исходными пленками, а при 25 и 30 эВ – уменьшается. Градиент σ_1 увеличивается по сравнению с исходным значением, тем больше, чем выше ϵ_i . При $\epsilon_i = 15$ эВ σ_1 не меняется по сравнению с исходным значением. В результате ИПО при $\epsilon_i = 25$ эВ было найдено, что σ_0 слабо зависит от t , однако при максимальном времени обработки (60 мин) наблюдается уменьшение $|\sigma_0|$ до значений 100–200 МПа. Градиент σ_1 увеличивался с ростом t .

Для образцов, взятых из пластины № 2, проводилась серия изохронных ИПО длительностью 30 мин при энергиях ионов 15, 20, 25, 30 эВ. Результаты представлены на рис. 9. Видно, что при всех значениях ϵ_i ИПО приводит к увеличению $|\sigma_0|$. Также в отличие от предыдущего эксперимента σ_0 слабо зависит от ϵ_i . Как и ранее, σ_1 увеличивается с ростом ϵ_i . Также в целом значения σ_1 меньше, чем для пластины № 1.

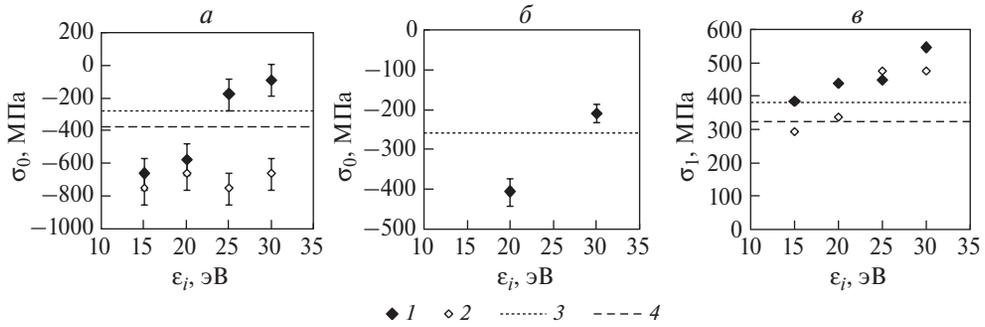


Рис. 9. Зависимости $\sigma_0(\epsilon_i)$, полученная с помощью РСА (а), $\sigma_0(\epsilon_i)$, полученная измерением изгиба мостов (б), и $\sigma_1(\epsilon_i)$, полученная измерением изгиба кантилеверов (в) при $t = 30$ мин; 1, 3 – пластина № 1; 2, 4 – пластина № 2; 3, 4 – исходные пленки

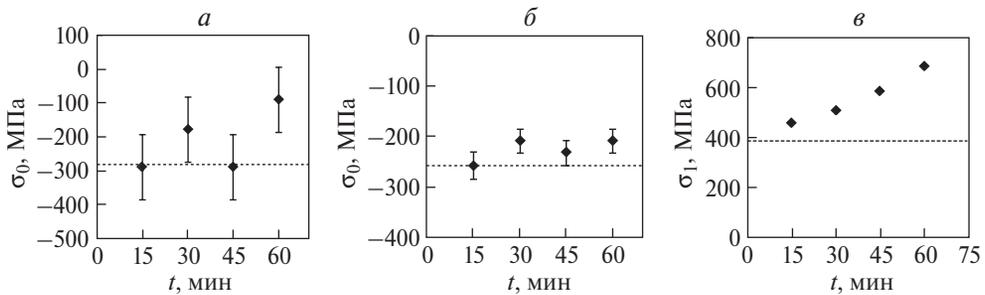


Рис. 10. Зависимости $\sigma_0(t)$, полученная с помощью РСА (а), $\sigma_0(t)$, полученная измерением изгиба мостов (б), и $\sigma_1(t)$, полученная измерением изгиба кантилеверов (в) при $\epsilon_i = 25$ эВ для пластины № 1. Пунктирные линии – σ_0 и σ_1 для исходных пленок

Для образцов, взятых из пластины № 3, проводилась серия ИПО при $\epsilon_i = 15$ эВ и $t = 15, 30, 45$ и 60 мин, а также серия при $\epsilon_i = 30$ эВ и $t = 15, 30, 45$ и 60 мин. Результаты измерений σ_0 и σ_1 представлены на рис. 11. Зависимость $\sigma_0(t)$ для $\epsilon_i = 30$ эВ аналогична таковой для эксперимента с образцами из пластины № 1: в обоих случаях увеличение $|\sigma_0|$ при $t = 15$ –45 мин незначительно в сравнении с исходными значениями, также в обоих случаях наблюдается заметное уменьшение $|\sigma_0|$ на 60 мин. Зависимость $\sigma_0(t)$ для $\epsilon_i = 15$ эВ отличается от полученных для $\epsilon_i = 25$ и 30 эВ тем, что при 60-минутной обработке $|\sigma_0|$ не уменьшаются по сравнению с более короткими ИПО. Градиент σ_1 при $\epsilon_i = 30$ эВ существенно вырос по сравнению с исходным значением, в то время как при $\epsilon_i = 15$ эВ σ_1 практически не менялся. Это согласуется с полученными нами ранее энергетическими зависимостями для $t = 30$ мин (рис. 9).

Таким образом, в данной серии экспериментов было найдено, что для пленок, осажденных на разные пластины в одинаковых режимах, существует заметный разброс значений σ_0 , достигнутых в результате ИПО, проводимых в одинаковых режимах (рис. 9, а и б). Такой разброс может быть объяснен различием толщины и значений напряжений для исходных пленок: известно, что значения напряжений в пленках, получаемые в результате ионных бомбардировок [1], существенно зависят от вышеуказанных параметров. С другой стороны, для данной серии были характерны следующие общие закономерности.

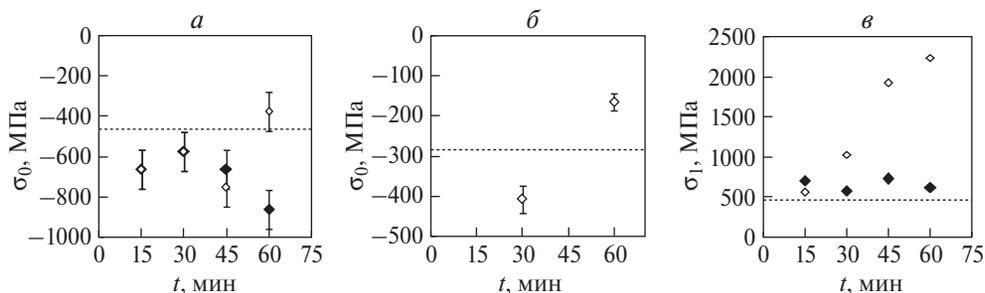


Рис. 11. Зависимости $\sigma_0(t)$, полученная с помощью рентгеновской дифрактометрии (а), $\sigma_0(t)$, полученная измерением изгиба мостов (б), и $\sigma_1(t)$, полученная измерением изгиба кантилеров (в) при $\varepsilon_i = 15$ эВ (темный ромбик) и 30 эВ (светлый ромбик) для пластины № 3. Пунктирные линии – σ_0 и σ_1 для исходных пленок

При малых t и ε_i средние напряжения изменяются в сторону увеличения $|\sigma_0|$, в то время как при больших t и ε_i , наоборот, в сторону уменьшения $|\sigma_0|$. Градиент напряжений увеличивается с увеличением t и ε_i . При $\varepsilon_i = 15$ эВ градиент напряжений не менялся.

6. Обсуждения

В литературе изменение напряжений в результате низкоэнергетической ионной бомбардировки ($\varepsilon_i = 0.5\text{--}4$ кэВ) [24, 44, 45] обычно объясняется генерацией радиационных дефектов, главным образом междоузельных атомов и вакансий в объеме пленки и их последующей объемной диффузией и дрейфом, обусловленным градиентом напряжений. Присутствие радиационных дефектов в пленке приводит к возникновению в ней напряжений: сжимающих, обусловленных присутствием междоузельных атомов, и растягивающих, обусловленных присутствием вакансий.

В нашем случае ионы проникают в пленку на глубину не более 1 нм. Энергии ионов достаточно только на то, чтобы выбить атом из поверхностного слоя, произведя адатом и вакансию [46]. Так как в первой серии экспериментов было найдено, что глубина модификации механических напряжений сравнима с толщиной самой пленки, можно предположить, что основную роль играет не объемная, а зернограничная и поверхностная диффузия атомов и вакансий, возникающих при ионной бомбардировке.

Согласно существующей теории возникновения напряжений в процессе осаждения пленки, причиной сжимающих напряжений является внедрение адатомов в межзеренные границы (МГ) [1]. В случае ионной бомбардировки, кроме диффузии атомов, с поверхности в МГ присутствует и такая же диффузия вакансий, которая приводит к рекомбинации последних с атомами. Это приводит к уменьшению сжимающих напряжений. Коэффициенты поверхностной диффузии адатомов и вакансий определяются законом Аррениуса $D_s = D_0 \exp(-E_a/kT)$. Обычно для поверхностей ГЦК и ОЦК металлов энергия активации поверхностной диффузии вакансий E_a^v больше, чем энергия активации диффузии адатомов E_a^i [47–49]. Ионная бомбардировка повышает подвижность дефектов на поверхности, поэтому эффективная температура T

в выражении для D будет заметно превышать температуру пленки, причем T будет тем больше, чем выше энергия ионов. В результате при малых энергиях ионов и временах обработки диффузия атомов с поверхности в МГ существенно преобладает над диффузией вакансий, что приводит к увеличению сжимающих напряжений. При повышении энергии ионов и времени обработки эффективная температура и диффузионная длина вакансий становятся достаточными, чтобы те смогли достигать МГ. Из-за наличия градиента напряжений в пленке в МГ кроме диффузии дефектов происходит их дрейф. Атомы двигаются из более сжатых областей пленки в менее сжатые, в то время как вакансии, наоборот, из менее сжатых в более сжатые [45]. Это приводит к усилению потока вакансий с поверхности пленки в направлении интерфейса и уменьшению потока адатомов. В результате при больших энергиях ионов и временах обработки поток вакансий с поверхности в МГ превосходит таковой для адатомов, что приводит к уменьшению сжимающих напряжений.

Увеличение градиента напряжений с ростом энергии ионов и времени ИПО в рамках таких представлений может быть объяснено увеличением потока вакансий в МГ и обусловленным этим увеличивающимся ослаблением сжимающих напряжений в приповерхностных слоях пленки при сохранении значительных сжимающих напряжений в более глубоких слоях пленки. Уменьшение среднего значения сжимающих напряжений должно произойти при тем меньших энергиях ионов или временах ИПО, чем меньше толщина пленки, так как легко показать, что глубина проникновения вакансий в МГ, необходимая для этого уменьшения, будет тем меньше, чем меньше h . С этой точки зрения может быть объяснимо различие зависимостей $\sigma_0(\varepsilon_i)$ для пластин № 1 и № 2, так как толщина пленки в первом случае заметно меньше, чем во втором.

Значительную роль дрейфа, обусловленного градиентом напряжений, подтверждают экспериментальные результаты ИПО пленок с разным исходным градиентом. Чем больше исходный градиент напряжений, тем больше поток вакансий с поверхности пленки в направлении интерфейса. В свою очередь, чем больше такой поток вакансий, тем сильнее рост градиента в результате ИПО, что и было получено в эксперименте. И результаты ИПО после предварительного отжига, и ИПО вывешенных микромеханических структур также это подтверждают.

Заключение

Показано, что ИПО с энергией ионов ниже порога распыления оказывают воздействие на механические напряжения в тонких металлических пленках. Следовательно, с помощью ИПО можно управлять изгибом микромеханических структур, изготовленных на их основе.

Разработана методика, позволяющая определить глубину изменения механических напряжений в тонкой пленке в результате ИПО. С ее помощью установлено, что ИПО оказывает влияние на напряжения практически по всей толщине пленки. Так как глубина изменения механических напряжений сравнима с толщиной самой пленки, то основную роль играет зернограничная диффузия атомов и вакансий, возникающих на поверхности при ионной бомбардировке.

Получены экспериментальные зависимости изменения σ_0 и σ_1 от времени обработки и энергии ионов для пленок Cr , исходно имеющих сжимающие

средние напряжения, но разный по величине и знаку градиент. При малых t и ε_j среднее значение сжимающих напряжений увеличивалось, в то время как при больших t и ε_j , наоборот, уменьшалось. σ_1 увеличивался с увеличением t и ε_j независимо от исходного знака и величины градиента. При $\varepsilon_j = 15$ эВ градиент напряжений не меняется. При этом, чем больше был исходный градиент напряжений в пленке, тем значительнее было изменение σ_1 . Это объясняется тем, что кроме диффузии происходит дрейф дефектов в МГ под действием градиента механических напряжений, который также влияет на их перераспределение по толщине пленки. Этот вывод подтверждается экспериментом с ИПО вывешенных кантилеверов.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева Минобрнауки России по теме № 0066-2019-0002.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Abadias G., Chason E., Keckes J. et al.* Review Article: Stress in thin films and coatings: Current status, challenges, and prospects // *J. Vac. Sci. Technol. A: Vacuum, Surfaces, and Films*. 2018. Vol. 36. P. 020801.
2. *Chason E., Shin J. W., Hearne S. J., Freund L. B.* Kinetic model for dependence of thin film stress on growth rate, temperature, and microstructure // *J. Appl. Phys.* 2012. Vol. 111. P. 083520.
3. *Chason E., Karlson M., Colin J.J. et al.* A kinetic model for stress generation in thin films grown from energetic vapor fluxes // *J. Appl. Phys.* 2016. Vol. 119. P. 145307.
4. *George M., Coupeau C., Colin J., Grilhé J.* Mechanical behaviour of metallic thin films on polymeric substrates and the effect of ion beam assistance on crack propagation // *Acta Materialia*. 2005. Vol. 53. P. 411.
5. *Marx V.M. et al.* The influence of a brittle Cr interlayer on the deformation behavior of thin Cu films on flexible substrates: Experiment and model // *Acta Materialia*. 2015. Vol. 89. P. 278.
6. *Coupeau C.* Atomic force microscopy study of the morphological shape of thin film buckling // *Thin Solid Films*. 2002. Vol. 406. P. 190.
7. *Moon M.W., Chung J.W., Lee K.R. et al.* An experimental study of the influence of imperfections on the buckling of compressed thin films // *Acta Materialia*. 2002. Vol. 50. P. 1219.
8. *Boijoux R., Parry G., Faou J.Y., Coupeau C.* How soft substrates affect the buckling delamination of thin films through crack front sink-in // *Appl. Phys. Lett.* 2017. Vol. 110. P. 141602.
9. *Faou J.Y., Grachev S., Barthel E., Parry G.* From telephone cords to branched buckles: A phase diagram // *Acta Materialia*. 2017. Vol. 125. P. 524.
10. *Шугуров А.П., Панин А.В.* Механизмы периодической деформации системы «пленка–подложка» под действием сжимающих напряжений // *Физическая мезомеханика*. 2009. Т 12. С. 23.
11. *Vasco E., Polop C.* Intrinsic compressive stress in polycrystalline films is localized at edges of the grain boundaries // *Phys. Rev. Lett.* 2017. Vol. 119. P. 256102.
12. *Welzel U., Ligtot J., Lamparter P. et al.* Stress analysis of polycrystalline thin films and surface regions by X-ray diffraction // *J. Appl. Cryst.* 2005. Vol. 38. P. 1.
13. *Greek S., Chitica N.* Deflection of surface-micromachined devices due to internal, homogeneous or gradient stresses // *Sens. Act. A: Physical*. 1999. Vol. 78. P. 1.
14. *Hubbard T., Wylde J.* Residual strain and resultant postrelease deflection of surface micromachined structures // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 2000. Vol. 18. P. 734.

15. *Sander D., Tian Z., Kirschner J.* The role of surface stress in structural transitions, epitaxial growth and magnetism on the nanoscale // *J. Phys.; Condens. Matter.* 2000. Vol. 21. P. 134015.
16. *Sander D.* The correlation between mechanical stress and magnetic anisotropy in ultrathin films // *Rep. Progr. Phys.* 1999. Vol. 62. P. 809.
17. *Dahmen K., Ibach H., Sander D.* A finite element analysis of the bending of crystalline plates due to anisotropic surface and film stress applied to magnetoelasticity // *J. Magnetism and Magnetic Mater.* 2001. Vol. 231. P. 74.
18. *Platt C.L., Minor N.K., Klemmer T.J.* Magnetic and structural properties of FeCoB thin films // *IEEE Transac. on Magnet.* Vol. 37. P. 2302.
19. *Ho Y.P., Wu M., Lin H.Y., Fang W.* A robust and reliable stress-induced self-assembly supporting mechanism for optical devices // *Microsyst. Technol.* 2005. Vol. 11. P. 214.
20. *Brand O., Balthes H.* Micromachined resonant sensors – an overview // *Sens. update.* 1998. Vol. 4. P. 3.
21. *Pratap R., Dangi A., Behera A. R.* Effect of microfabrication induced stresses on the sensing characteristics of dynamic MEMS devices // *ECS Transact.* 2016. Vol. 75. P. 35.
22. *Liu Z., Du H., Li J., Lu L., Li Z.Y., Fang N.X.* Nano-kirigami with giant optical chirality // *Science Advanc.* 2018. Vol. 4. P. 4436.
23. *Dahmen K., Giesen M., Ikononov J., Starbova K., Ibach H.* Steady-state surface stress induced in noble gas sputtering // *Thin Solid Films.* 2003. Vol. 428. P. 6.
24. *Chan W.L., Zhao K., Vo N., Ashkenazy Y., Cahill D.G., Averback R.S.* Stress evolution in platinum thin films during low-energy ion irradiation // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 77. P. 205405.
25. *Kim S.P., Chew H.B., Chason E., Shenoy V.B., Kim K. S.* Nanoscale mechanisms of surface stress and morphology evolution in FCC metals under noble-gas ion bombardments // *Proc. R. Soc. A.* 2012. Vol. 468. P. 2550.
26. *Mayr S.G., Averback R. S.* Effect of ion bombardment on stress in thin metal films // *Phys. Rev. B.* 2003 Vol. 68. P. 214105.
27. *Misra A., Fayeulle S., Kung H., Mitchell T.E., Nastasi M.* Residual stresses and ion implantation effects in Cr thin films // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* 1999. Vol. 148. P. 211.
28. *Liu F., Li C.H., Pisano A.P., Carraro C., Maboudian R.* Low-energy ion bombardment to tailor the interfacial and mechanical properties of polycrystalline 3C-silicon carbide // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 2010. Vol. 28. P. 1259.
29. *Babushkin A.S., Uvarov I.V., Amirov I. I.* Influence of ion-plasma treatment on residual stress in the microcantilever // *J. Phys.: Conference Series.* 2016. Vol. 741. P. 012208.
30. *Fu E.G., Wang Y.Q., Nastasi M.* Mechanisms for ion-irradiation-induced relaxation of stress in mosaic structured Cu thin films // *J. Phys. D; Appl. Phys.* 2012. Vol. 45. P. 495303.
31. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Распыление сплавов и соединений, распыление под действием электронов и нейтронов, эффект поверхности / Под ред. П. Бериша. М.: Мир, 1986, вып. 2. 484 с.
32. *Wang J., Griffiths D.P., Garcia R., Russell P.E.* Etching characteristics of chromium thin films by an electron beam induced surface reaction // *Semiconductor Sci. Technol.* 2003. Vol. 18. P. 199.
33. *Fang W., Wickert J. A.* Determining mean and gradient residual stresses in thin films using micromachined cantilevers // *J. Micromech. Microeng.* 1996. Vol. 6. P. 301.
34. *Laconte J., Flandre D., Raskin J. P.* Micromachined thin-film sensors for SOI–CMOS co-integration. Springer Science & Business Media, 2006. 292 p.
35. *Guckel H., Burns D., Rutigliano C., Lovell E., Choi B.* Diagnostic microstructures for the measurement of intrinsic strain in thin films // *J. Micromech. Microeng.* 1992. Vol. 2. P. 86.
36. *Mehregany M., Howe R.T., Senturia S.D.* Novel microstructures for the in situ measurement of mechanical properties of thin films // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 62. P. 3579.

37. *Ericson F., Greek S., Söderkvist J., Schweitz J.-A.* High-sensitivity surface micromachined structures for internal stress and stress gradient evaluation // *J. Micromech. Microeng.* 1997. Vol. 7. P. 30.
38. *Lin L., Pisano A.P., Howe R.T.* A micro strain gauge with mechanical amplifier // *J. Microelectromech. Syst.* 1997. Vol. 6. P. 313.
39. *Fizicheskie velichini* / Eds by I.S. Grigor'ev, E.Z. Meilikhov. Reference Book, Energoatomizdat, Moscow, 1991.
40. *Straumanis M.E., Weng C.C.* The precise lattice constant and the expansion coefficient of chromium between +10 and +60 °C // *Acta Crystallographica.* 1955. Vol. 8. P. 367.
41. *Амиров И.И., Изюмов М.О., Наумов В.В.* Низкоэнергетическое селективное травление пленок металлов в плотной аргоновой плазме с добавками кислорода // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 2016. Т. 8. С. 82.
42. *Stefenelli M., Todt J., Riedl A., Ecker W., Muller T.* et al. X-ray analysis of residual stress gradients in TiN coatings by a Laplace space approach and crosssectional nanodiffraction: a critical comparison // *J. Appl. Cryst.* 2013. Vol. 46. P. 1378.
43. *Knystautas E.* Engineering thin films and nanostructures with ion beams / Knystautas E. New York: University of Rochester, 2005. 561 p.
44. *Chan W. L., Chason E., Iamsung C.* Surface stress induced in Cu foils during and after low energy ion bombardment // *Nucl. Instrum. Meth. B.* 2007. Vol. 257. P. 428.
45. *Chan W.L., Chason E.* Stress evolution and defect diffusion in Cu during low energy ion irradiation: Experiments and modeling // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 2008. Vol. 26. P. 44.
46. *Was G. S.* Fundamentals of radiation materials science: metals and alloys. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007. 827 p.
47. *De Lorenzi G., Jacucci G., Pontikis V.* Diffusion of adatoms and vacancies on otherwise perfect surfaces: A molecular dynamics study // *Surf. Sci.* 1982. Vol. 116. P. 391.
48. *Papanicolaou N.I., Chamati H.* Diffusion of a vacancy on Fe(100): A molecular-dynamics study // *Computat. Mater. Sci.* 2009. Vol. 44. P. 1366.
49. *Chamati H., Papanicolaou N.I., Mishin Y., Papaconstantopoulos D.A.* Embedded-atom potential for Fe and its application to self-diffusion on Fe(100) // *Surf. Sci.* 2006. Vol. 600. P. 1793.