

06

Влияние низкоэнергетической ионно-плазменной обработки на остаточные напряжения в тонких пленках хрома

© А.С. Бабушкин, И.В. Уваров, И.И. Амиров

Ярославский филиал физико-технологического института РАН,
150007 Ярославль, Россия
e-mail: artem.yf-ftian@mail.ru, i.v.uvarov@bk.ru, ildamirov@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 23 января 2018 г.)

Представлены результаты исследования влияния бомбардировки ионами аргона низкой энергии (~ 30 eV) на остаточные механические напряжения в тонкой пленке хрома. Изменение среднего значения и градиента напряжений в зависимости от длительности ионной бомбардировки определялось по изменению изгиба тестовых микромеханических мостов и кантилеверов. Предложена методика расчета глубины модификации напряжений в пленке с использованием этих структур. Установлено, что длительная ионно-плазменная обработка при комнатной температуре оказывает воздействие на напряжения на глубине более 100 nm.

DOI: 10.21883/JTF.2018.12.46786.37-18

Введение

Микроэлектромеханические системы (МЭМС), такие как переключатели [1], сенсоры [2] и актюаторы [3], обычно изготавливаются по технологии поверхностной микрообработки [4]. Эта технология включает нанесение на подложку тонких пленок, из которых впоследствии формируются структурные элементы МЭМС. В процессе осаждения в пленках формируются остаточные механические напряжения, способные оказывать существенное влияние на рабочие характеристики устройства. Это влияние, как правило, является негативным и может приводить к растрескиванию и отслаиванию пленок [5]. Наиболее часто наблюдается деформация структурных элементов [1], делающая их неработоспособными. Однако внутренние напряжения могут приводить и к улучшению рабочих характеристик. Так, растягивающие напряжения в мостовых структурах увеличивают их резонансные частоты [6]. В связи с этим актуальным является развитие методов управления механическими напряжениями в тонких пленках.

Одним из методов воздействия на механические напряжения является ионная бомбардировка [7–16]. Она может создавать как растягивающие [8–10,15], так и сжимающие напряжения [7,10,13], и поэтому предоставляет широкие возможности по их регулированию. Результат бомбардировки зависит от множества факторов: температуры подложки [8,9,15], структуры пленки [12] и исходного поля напряжений [10]. Одним из ключевых параметров является энергия ионов. Как правило, для воздействия на остаточные напряжения используется энергия порядка 1 keV. Так, в работах [7,8] описана бомбардировка медных образцов ионами Ag с энергией 1 keV, в работе [10] — обработка предварительно напряженной пленки Pt ионами с энергией 2 keV. Однако использование такой энергии может приводить к нежелательным эффектам, таким как распыление материала или внедрение ионов в структуру пленки. Избежать этих эффектов позволяет бомбардировка ионами с энергией

ниже порога распыления. Ее можно осуществить в реакторе плотной плазмы ВЧ индукционного разряда низкого давления, который позволяет независимо управлять энергией и плотностью ионного потока [17]. В настоящей работе ионно-плазменную обработку пленки хрома проводили при энергии ионов ~ 30 eV. Плотность ионного тока была относительно высокой (несколько mA/cm²), поэтому плотность мощности ионного потока была сравнима с величиной, используемой в экспериментах с высокоэнергетическими ионными пучками. Воздействие такой бомбардировки на остаточные напряжения было сравнимо с результатами обработки высокоэнергетическими ионами, но паразитные эффекты не наблюдались.

Для определения влияния ионной бомбардировки на механические напряжения обычно применяются два метода: метод кривизны [7–15], использующий формулу Стоуни [18], и метод рентгеновской дифрактометрии [16,19]. Оба метода дают информацию лишь о величине напряжений, усредненной по толщине пленки. С развитием технологии МЭМС были предложены новые подходы к расчету напряжений. Они основываются на измерении изгиба различных микромеханических структур (мост, кантилевер и др.) [20–30]. Эти методы позволяют определить среднее значение и градиент напряжений в пленке, однако их использование для исследования влияния ионной бомбардировки на механические напряжения в литературе не встречается. В настоящей работе предложена методика, в рамках которой среднее напряжение измеряется при помощи микромоста [23], а градиент напряжений — при помощи микрокантилевера [28]. Особенностью методики является то, что она позволяет определить не только величину напряжений, вносимых бомбардировкой, но и глубину модификации поверхностного слоя пленки. Данная методика использована для определения влияния бомбардировки ионами Ag низкой энергии (~ 30 eV) на остаточные механические напряжения в пленке хрома толщиной 200 nm.

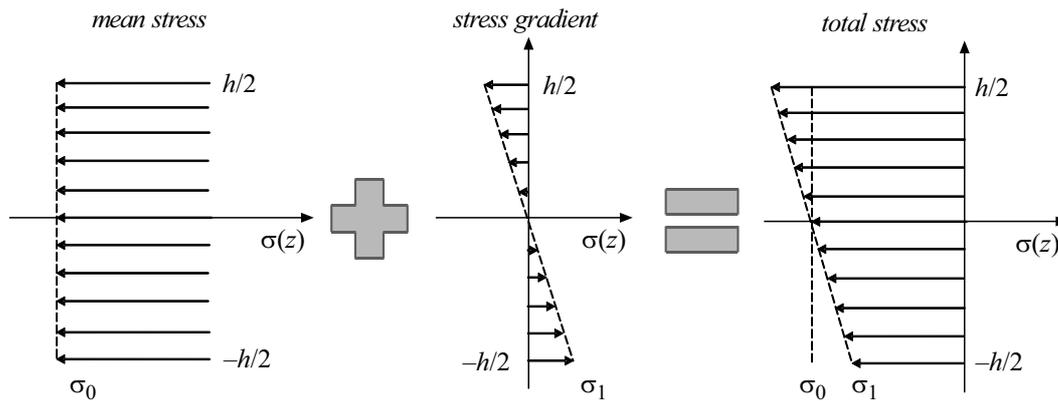


Рис. 1. Поле механических напряжений сжатия в пленке.

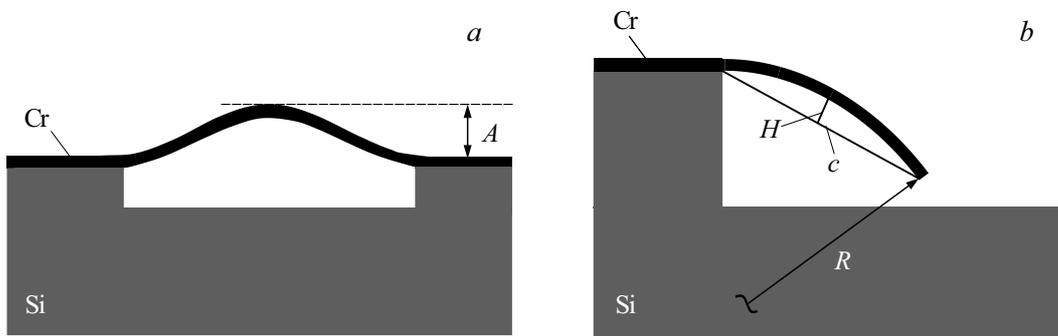


Рис. 2. Изгиб моста (a) и кантилевера (b) под действием внутренних напряжений.

Методика расчета внутренних напряжений и глубины модификации

Поле механических напряжений в пленке принято представлять в виде полинома [29]:

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

где z — координата по толщине пленки h с началом на срединной плоскости. Четные слагаемые отвечают за растяжение/сжатие пленки, а нечетные — за ее изгиб. Как правило, в выражении (1) ограничиваются первыми двумя слагаемыми. Напряжения рассматриваются как сумма среднего значения σ_0 и градиента σ_1 (рис. 1):

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

Мостовая структура, изогнутая под действием внутренних напряжений, схематично изображена на рис. 2, a. Изгиб обусловлен изменением длины моста, и поэтому определяется средним напряжением. Влияние градиента напряжений пренебрежимо мало [30]. Зная отклонение середины моста A от прямого положения (рис. 2, a), можно рассчитать σ_0 [23]

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

где E — модуль Юнга материала пленки, L и h — длина и толщина моста соответственно. Стоит отметить, что при $A = 0$ (отсутствие изгиба) среднее напряжение будет иметь некоторую величину, соответствующую порогу напряжения сжатия. При напряжении ниже порога изгиб будет отсутствовать. Мост позволяет измерить только напряжения сжатия, поскольку напряжение растяжения не приводит к изгибу.

Кантилевер схематично изображен на рис. 2, b. Среднее напряжение в нем релаксирует за счет свободного изменения длины, а изгиб обусловлен исключительно градиентом напряжений [28,31]. Радиус кривизны рассчитывается по длине хорды c , стягивающей дугу, описываемую кантилевером, и высоте элемента круга H , описанного дугой и хордой (рис. 2, b):

$$R = \frac{H}{2} + \frac{c^2}{8H}. \tag{4}$$

По радиусу кривизны рассчитывается градиент напряжений [28]:

$$\sigma_1 = \frac{Eh}{R}. \tag{5}$$

Величины A , c и H определяются экспериментально. Таким образом, используя мост и кантилевер, изготовленные из одной и той же тонкой пленки, можно рассчитать среднее значение и градиент механических напряжений в ней.

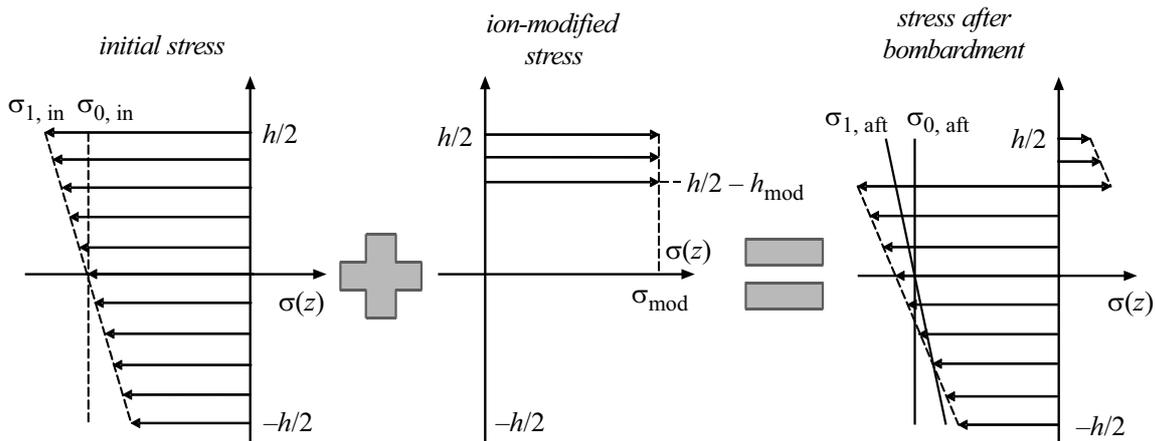


Рис. 3. Пример изменения остаточных напряжений в пленке металла после внесения напряжений растяжения, обусловленных ионной бомбардировкой.

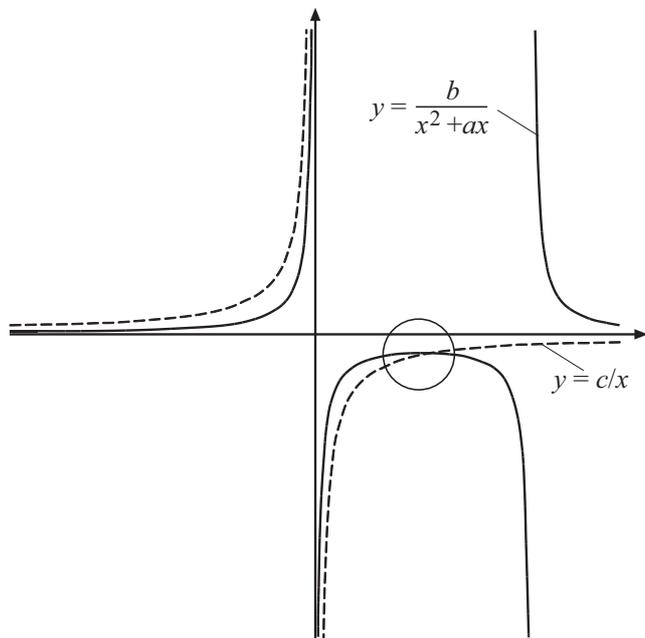


Рис. 4. Графическое решение системы уравнений (12). Кругом выделена точка пересечения графиков.

В рамках методики предполагается, что ионная бомбардировка вносит в слой пленки толщиной h_{mod} механическое напряжение величиной σ_{mod} , как показано на рис. 3. Среднее напряжение $\sigma_{0,in}$ и градиент $\sigma_{1,in}$ изменяются и после воздействия приобретают некоторые эквивалентные значения $\sigma_{0,aft}$ и $\sigma_{1,aft}$. Эти величины могут быть определены экспериментально с использованием выражений (3) и (5). Ниже приводятся выкладки, позволяющие рассчитать σ_{mod} и h_{mod} .

Поле механических напряжений после ионной бомбардировки $\sigma_{alt}(z)$ представляет собой сумму исходных

и вносимых напряжений:

$$\sigma_{aft}(z) = \begin{cases} \sigma_{mod} + \sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2}, & z \in (\frac{h}{2} - h_{mod}; \frac{h}{2}), \\ \sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2}, & z \in (-\frac{h}{2}; \frac{h}{2} - h_{mod}). \end{cases} \quad (6)$$

В то же время оно может быть выражено через эквивалентные значения

$$\sigma_{aft}(z) = \sigma_{0,aft} + \sigma_{1,aft} \left(\frac{z}{h/2} \right). \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) 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

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{aft}(z) \rangle = \sigma_{0,aft} &= \frac{\int_{-h/2}^{h/2-h_{mod}} (\sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2}) dz}{h} \\ &+ \frac{\int_{h/2-h_{mod}}^{h/2} (\sigma_{mod} + \sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2}) dz}{h} \\ &= \sigma_{0,in} + \sigma_{mod} \frac{h_{mod}}{h}. \end{aligned} \quad (8)$$

Изгибающий момент имеет вид

$$\begin{aligned} M &= \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma(z) dz = \int_{-h/2}^{h/2} z \left(\sigma_{0,aft} + \sigma_{1,aft} \frac{z}{h/2} \right) dz \\ &= \int_{-h/2}^{h/2-h_{mod}} z \left(\sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2} \right) dz \\ &+ \int_{h/2-h_{mod}}^{h/2} z \left(\sigma_{mod} + \sigma_{0,in} + \sigma_{1,in} \frac{z}{h/2} \right) dz. \end{aligned} \quad (9)$$

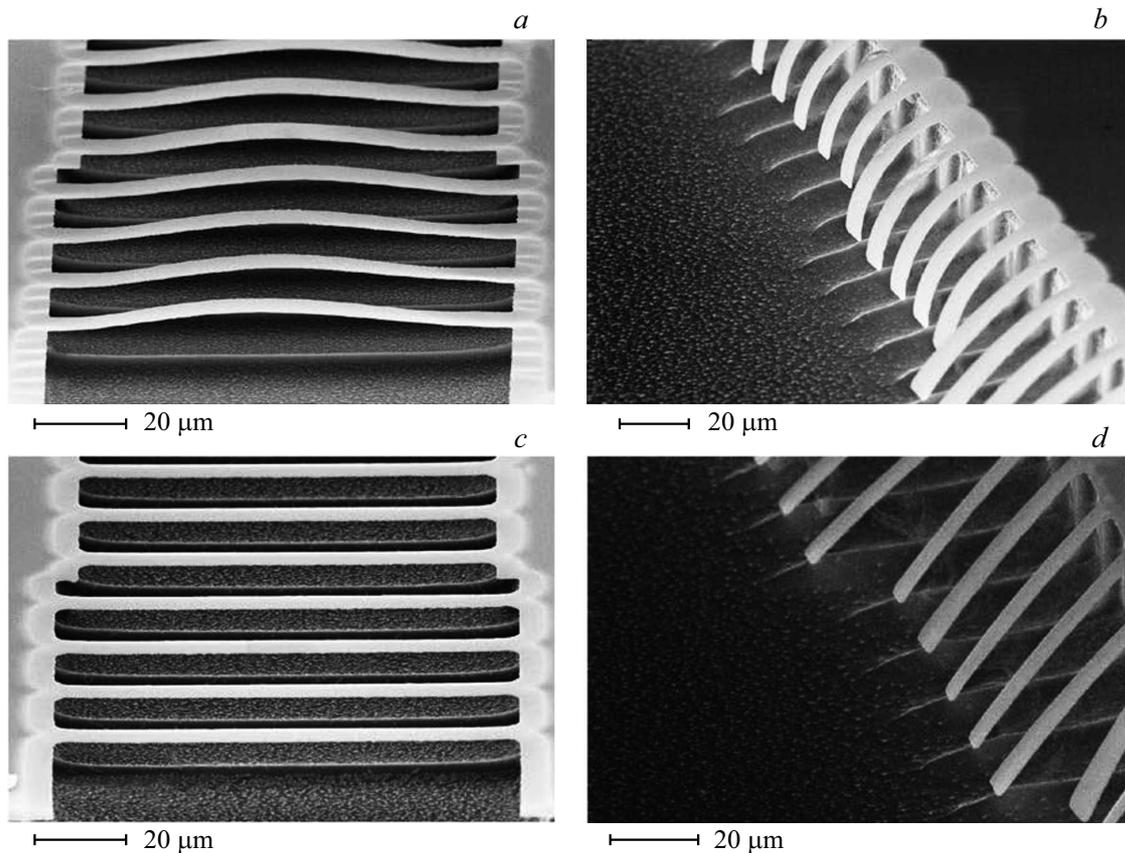


Рис. 5. РЭМ изображения мостов и кантилевров, не подвергавшихся ионно-плазменной обработке (*a, b*), а также обработанных в течение 60 min (*c, d*).

После преобразования выражение (9) приобретает вид

$$\frac{\sigma_{1,aft}h^2}{6} = \frac{\sigma_{1,in}h^2}{6} + \sigma_{mod} \left(\frac{hh_{mod}}{2} - \frac{h_{mod}^2}{2} \right). \quad (10)$$

Уравнения (8) и (10) составляют систему нелинейных уравнений с двумя неизвестными σ_{mod} и h_{mod} :

$$\begin{cases} \Delta\sigma_0 = \sigma_{0,aft} - \sigma_{0,in} = \sigma_{mod} \frac{h_{mod}}{h}, \\ \Delta\sigma_1 = \sigma_{1,aft} - \sigma_{1,in} = \frac{3}{h^2} \sigma_{mod} (hh_{mod} - h_{mod}^2). \end{cases} \quad (11)$$

После введения обозначений $a = -h$, $b = -(\Delta\sigma_1/3)h^2$, $c = \Delta\sigma_0h$, $x = h_{mod}$, $y = \sigma_{mod}$ система (11) принимает вид

$$\begin{cases} x^2y + axy = b, \\ xy = c. \end{cases} \quad (12)$$

Исследуем графики функций $y(x)$ для обоих уравнений системы (12). При построении графиков учтем, что $a < 0$, а b и c имеют разный знак. При этих условиях существует единственная точка пересечения (рис. 4)

$$\begin{cases} h_{mod} = h \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\Delta\sigma_1}{\Delta\sigma_0} \right), \\ \sigma_{mod} = \Delta\sigma_0 \frac{1}{1 - \frac{1}{3} \frac{\Delta\sigma_1}{\Delta\sigma_0}}. \end{cases} \quad (13)$$

Выражения (13) позволяют рассчитать величину вносимого напряжения σ_{mod} и глубину модификации h_{mod} на основании данных об изменении среднего напряжения $\Delta\sigma_0$ и градиента $\Delta\sigma_1$. Последние значения определяются экспериментально по изгибу моста и кантилевера.

Представленная методика описывает вносимые напряжения лишь приближенно, поскольку в действительности профиль напряжений является плавным (например, распределение Гаусса). Однако мы рассматриваем внутренние напряжения в первом приближении и оперируем лишь средним значением и градиентом. Использование более сложного профиля не повысит точность расчетов, но существенно усложнит аналитические выкладки, поэтому представление вносимых напряжений в виде ступени вполне оправдано.

Эксперимент

Пленка хрома формировалась на кремниевой пластине КЭФ-4,5 толщиной $380 \mu\text{m}$ с ориентацией (100). Нанесение выполнялось методом магнетронного распыления в атмосфере аргона при давлении $2 \mu\text{bar}$ и скорости нанесения 0.6 nm/s . Толщина пленки составляла 200 nm . В процессе формирования в ней возникало поле напряжений сжатия, схематично изображенное на рис. 1.

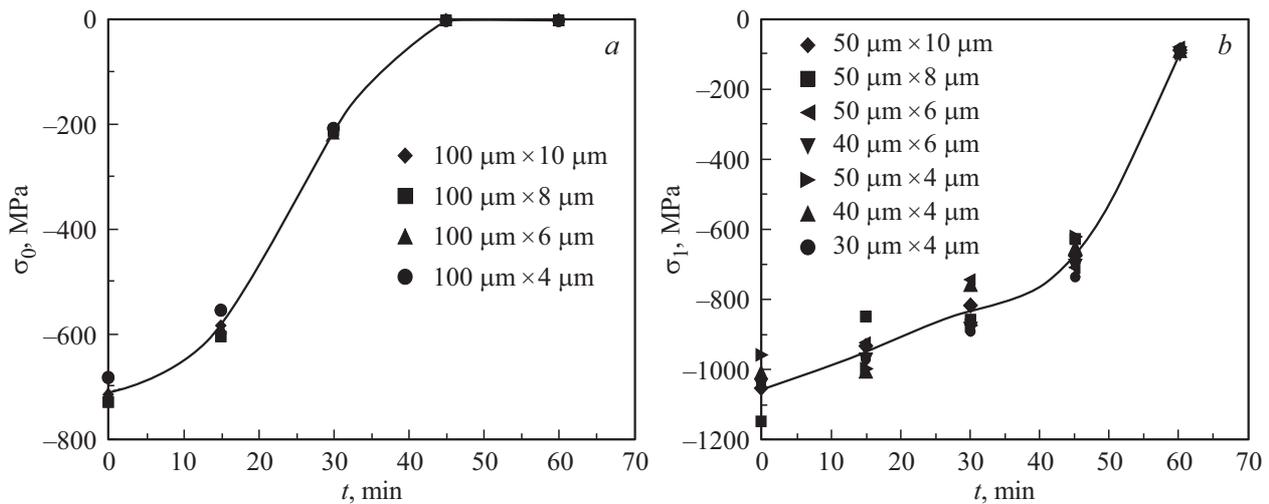


Рис. 6. Зависимость среднего напряжения (а) и градиента напряжений (б) от времени обработки. Маркеры соответствуют структурам различных размеров, на которых проводились измерения.

Мосты и кантилеверы изготавливались из пленки с помощью УФ литографии и жидкостного травления хрома. Длина структур составляла от 10 до $100 \mu\text{m}$, ширина — от 2 до $10 \mu\text{m}$. Маршрут изготовления подробно описан в работе [15]. После формирования мосты и кантилеверы подвергались бомбардировке ионами аргона.

Ионно-плазменную обработку образцов проводили в реакторе плотной ВЧ индукционной плазмы низкого давления, подробно описанном в работе [17]. Условия обработки были следующими: ВЧ мощность ($f = 13.56 \text{ MHz}$), подаваемая на индуктор, составляла 800 W , расход $\text{Ar} — 10 \text{ cm}^3/\text{min}$ (при нормальных условиях), рабочее давление — 0.08 Pa , мощность ВЧ смещения на подложке — 60 W . Энергия ионов Ar^+ определялась потенциалом самосмещения [17] и составляла $\sim 30 \text{ eV}$. Обработка выполнялась в течение 15, 30, 45 и 60 min. Плотность ионного тока составляла $6.4 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$. С целью исключения теплового воздействия плазмы на пленку между образцом и держателем создавался плотный тепловой контакт с помощью вакуумной смазки, а сам держатель охлаждался гелием. При таких условиях ионно-плазменная обработка не приводила к распылению материала, что подтверждалось результатами измерения толщины пленки с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) Zeiss Supra 40.

Вывешивание мостов и кантилеверов осуществляли путем удаления кремния из-под них методом травления в плазме SF_6 . Ввиду сильного наклона микрокантилеверов травление кремния проводили на большую глубину ($\sim 60 \mu\text{m}$). С целью избежать большого бокового ухода под опорную площадку травление осуществлялось в анизотропном режиме. Боковой подтрав составлял $\sim 20 \mu\text{m}$. РЭМ-изображения вывешенных структур представлены на рис. 5.

После вывешивания структур выполнялось измерение величин A , c и H с помощью РЭМ и расчет σ_0 и σ_1 по формулам (3) и (5). При расчетах использовалось значение модуля Юнга хрома $E = 300 \text{ GPa}$. Среднее напряжение определялось по изгибу мостов длиной $100 \mu\text{m}$, так как в этом случае величина A была наибольшей, а порог сжимающих напряжений — наименьшим. Градиент напряжений определялся по кантилеверам длиной менее $50 \mu\text{m}$, поскольку их вывешивание было полным. Вывешивание более длинных кантилеверов требовало более глубокого травления кремния, что приводило к большому подтраву под опорную площадку и искажению результатов измерений. Величины σ_{mod} и h_{mod} рассчитывались для каждого времени обработки на основании данных об изменении среднего напряжения $\Delta\sigma_0$ и градиента $\Delta\sigma_1$ по сравнению с необработанным образцом.

Результаты и обсуждение

На рис. 6 представлены зависимости среднего напряжения и градиента напряжений от времени обработки. С ростом времени обе величины уменьшались по модулю, при этом прогиб моста уменьшался, а радиус кривизны кантилевера увеличивался (рис. 5, *c, d*). Это могло наблюдаться только в том случае, если ионная бомбардировка вносила напряжения растяжения (положительного знака) в приповерхностную область пленки. Подобное влияние бомбардировки на механические напряжения было продемонстрировано в предыдущей работе [15]. Специально сформированный положительный градиент напряжений в пленке хрома толщиной 500 nm увеличивался под воздействием ионно-плазменной обработки, что соответствовало внесению напряжений растяжения. Стоит отметить, что при временах обработки 45 и 60 min прогиб мостов полностью исчезал ($A = 0$), поэтому определить среднее напряжение было затруднительно.

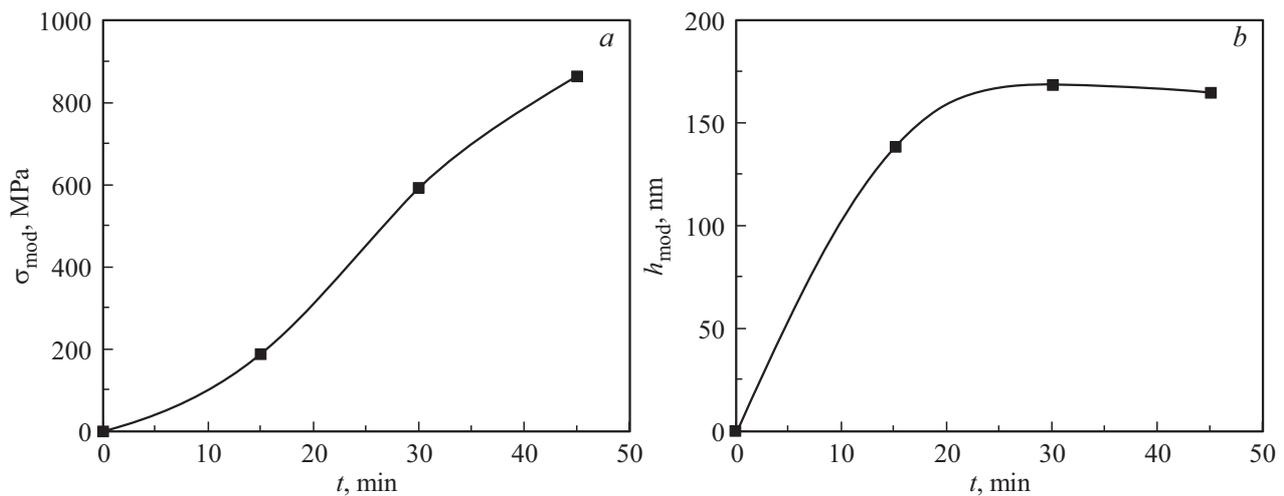


Рис. 7. Зависимость величины вносимых напряжений (а) и глубины модификации (b) от времени обработки.

Для этих случаев на рис. 6,а в качестве σ_0 указано значение порогового напряжения, рассчитанное по формуле (3) и составляющее 4 МПа. Также на рис. 5,д можно видеть, что с выпрямлением кантилеверов сохранялся их наклон относительно подложки. Вероятно, это происходило вследствие пластической деформации пленки в области крепления кантилеверов к опорной площадке.

Графики зависимости величины вносимых напряжений (а) и глубины модификации h_{mod} (b) от времени обработки, полученные с использованием выражений (13), представлены на рис. 7. Данные показывают, что σ_{mod} является напряжением растяжения и растет с увеличением времени обработки. Значение h_{mod} также растет, но начиная с 30 min выходит на насыщение. При этом ее значение достигает 170 nm, что сравнимо с толщиной пленки. Для времени обработки 60 min расчеты не выполнялись. Относительная погрешность измерения вносимых напряжений составляла 8%, а глубины модификации — 5.6%.

Возникновение напряжений растяжения в сжатой металлической пленке под действием ионной бомбардировки описано в литературе. В частности, это наблюдалось при бомбардировке медной фольги [8,9] и платиновой пленки [10] ионами аргона. Авторы объясняют процесс следующим образом. Бомбардировка приводит к генерации вакансий и междоузельных атомов в приповерхностной области пленки, которые диффундируют и рекомбинируют друг с другом. Однако коэффициент диффузии междоузельных атомов на несколько порядков выше, чем у вакансий [9], поэтому первые успевают достигнуть поверхности пленки прежде, чем произойдет рекомбинация. Кроме того, присутствие напряжений сжатия способствует движению междоузельных атомов на поверхность. В результате в приповерхностной области образуется обогащенный вакансиями слой. В нем формируются напряжения растяжения, поскольку ва-

кансия подтягивает к себе соседние атомы (имеет отрицательный объем релаксации). Толщина этого слоя, по оценкам авторов, составляет 15–20 nm при энергии бомбардирующих ионов 1 keV.

Однако ионная бомбардировка может приводить к возникновению напряжений сжатия. Это наблюдалось в случае предварительно растянутой пленки Pt [10]. Авторы предполагают, что междоузельные атомы не стремятся к поверхности, а образуют петли и закрепляются на границах зерен. Междоузельные атомы имеют положительный объем релаксации, что приводит к возникновению напряжений сжатия. В работе [13] показано, что бомбардировка пленок Cr ионами Ag с энергией 110 keV формирует напряжения сжатия. Явление также связывается с накоплением петель междоузельных атомов, которые ориентируются перпендикулярно оси растяжения. В работе [9] описана динамика концентрации вакансий, междоузельных атомов и имплантированных ионов, а также продемонстрировано влияние исходного поля напряжений на движение указанных выше дефектов. Междоузельные атомы стремятся в менее сжатые области пленки, а вакансии — в более сжатые области.

В настоящей работе бомбардирующие ионы обладали значительно меньшей энергией, чем в большинстве известных исследований. Согласно расчетам по теории Линдхарда, Шарфа и Шютта [32], ионы с энергией 30 eV не способны проникнуть вглубь материала даже на один атомный слой. Однако такая бомбардировка воздействует на механические напряжения на глубине до 170 nm, что сравнимо с толщиной исследуемой пленки. Важно отметить, что термическое воздействие плазмы на образец было исключено, ионы оказывали лишь механическое воздействие. Согласно модельным представлениям, описанным выше, наиболее вероятным механизмом влияния низкоэнергетической бомбардировки на механические напряжения является движение вакансий из приповерхностной области вглубь материала. Это

движение является энергетически выгодным, поскольку пленка находится в сжатом состоянии.

Экспериментальное подтверждение расчетной глубины модификации h_{mod} представляет серьезную проблему вследствие отсутствия методик, позволяющих определить профиль механических напряжений в пленке. Один из наиболее продвинутых методов рентгеновской дифрактометрии позволяет измерять профиль, однако обладает не достаточно высоким разрешением по толщине пленки (около 100 nm [33]). Тем не менее глубину модификации можно оценить. Предположим, что ионно-плазменная обработка вносит напряжения, равные максимально допустимым напряжениям растяжения в пленке хрома $\sigma_{\text{max}} = 1.4 \text{ GPa}$ [34]. Изменение среднего напряжения от -700 GPa практически до нуля, которое наблюдалось в эксперименте (рис. 6, а), возможно лишь в том случае, когда напряжения σ_{max} вносятся на глубину, равной половине толщины пленки. В действительности вносимые напряжения меньше предельных, поэтому глубина модификации превышает 100 nm.

Изменение характеристик материала под действием ионной бомбардировки на глубине, значительно превосходящей проективный пробег ионов, именуется эффектом дальнего действия. Этот эффект наблюдается, например, при ионной имплантации с энергией от 1 keV до 1 MeV в металлическую фольгу [35]. Ключевым механизмом, обуславливающим дальнее действие, считается движение точечных дефектов и дислокаций из имплантируемого слоя, где они зарождаются, вглубь материала. Движущей силой этого процесса являются механические напряжения, в особенности динамические напряжения в легируемом слое, возникающие в процессе бомбардировки и релаксирующие после ее прекращения.

Заключение

Исследовано влияние низкоэнергетической ионной бомбардировки на механические напряжения в пленке хрома толщиной 200 nm. Пленка наносилась на кремниевую пластину методом магнетронного распыления и имела напряжения сжатия. Бомбардировка выполнялась методом обработки в плазме аргона при энергии ионов $\sim 30 \text{ eV}$. Среднее значение и градиент напряжений рассчитывались по изгибу микромеханического моста и кантилевера. Установлено, что бомбардировка вносила в пленку напряжения растяжения. Представлена методика, позволяющая определить величину напряжений, а также глубину, на которой они вносятся. Исследована зависимость этих величин от времени ионно-плазменной обработки. С увеличением времени вносимое напряжение росло и превышало 800 МПа после обработки в течение 45 min. Достаточно длительная обработка вызывала изменение напряжений на глубине до 170 nm. Стоит отметить, что использование ионов с низкой энергией позволяло избежать распыления материала. В то же время бомбардировка существенным образом

влияла на изгиб тестовых структур. Таким образом, низкоэнергетическая ионно-плазменная обработка может применяться в качестве неразрушающего метода управления механическими напряжениями в материале и изгибом микромеханических элементов.

Работа выполнялась с использованием оборудования ЦКП „Диагностика микро- и наноструктур“ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] Dutta S., Imran M., Pal R., Jain K.K., Chatterjee R. // *Microsyst. Technol.* 2011. Vol. 17. P. 1739. DOI: 10.1007/s00542-011-1360-5
- [2] Pratapa R., Dangib A., Beheraa A.R. // *ECS Transactions.* 2016. Vol. 75. P. 35. DOI: 10.1149/07517.0035ecst
- [3] Matin M.A., Ozaki K., Akai D., Sawada K., Ishida M. // *Comput. Mater. Sci.* 2014. Vol. 85. P. 253. DOI: 10.1016/j.commatsci.2014.01.005
- [4] Maboudian R. // *Surf. Sci. Rep.* 1998. Vol. 30. P. 207–269. DOI: 10.1016/S0167-5729(97)00014-9
- [5] Cedric Xia Z., Hutchinson J.W. // *J. Mech. Phys. Sol.* 2000. Vol. 48. P. 1107. DOI: 10.1016/S0022-5096(99)00081-2
- [6] Boisen A., Dohn S., Keller S.S., Schmid S., Tenje M. // *Rep. Prog. Phys.* 2011. Vol. 74. P. 036101. DOI: 10.1088/0034-4885/74/3/036101
- [7] Dahmen K., Giesen M., Ikonov J., Starbova K., Ibach H. // *Thin Solid Films.* 2003. Vol. 428. P. 6. DOI: 10.1016/S0040-6090(02)01182-3
- [8] Chan W. L., Chason E., Iamsumang C. // *Nucl. Instrum. Meth. B.* 2007. Vol. 257. P. 428. DOI: 10.1016/j.nimb.2007.01.042
- [9] Chan W.L., Chason E. // *J. Vacuum Sci. Technol. A.* 2008. Vol. 26. P. 44. DOI: 10.1116/1.2812432
- [10] Chan W.L., Zhao K., Vo N., Ashkenazy Y., Cahill D.G., Averback R.S. // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 77. P. 205405. DOI: 10.1103/PhysRevB.77.205405
- [11] Kim S.P., Chew H.B., Chason E., Shenoy V.B., Kim K.S. // *Proc. Roy. Soc. A.* 2012. Vol. 468. P. 2550. DOI: 10.1098/rspa.2012.0042
- [12] Mayr S.G., Averback R.S. // *Phys. Rev. B.* 2003. Vol. 68. P. 214105. DOI: 10.1103/PhysRevB.68.214105
- [13] Misra A., Fayeulle S., Kung H., Mitchell T.E., Nastasi M. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* 1999. Vol. 148. P. 211. DOI: 10.1016/S0168-583X(98)00780-0
- [14] Liu F., Li C.H., Pisano A.P., Carraro C., Maboudian R. // *J. Vacuum Sci. Technol. A.* 2010. Vol. 28. P. 1259. DOI: 10.1116/1.3480341
- [15] Babushkin A.S., Uvarov I.V., Amirov I.I. // *J. Physics: Conference Series.* 2016. Vol. 741. P. 012208. DOI: 10.1088/1742-6596/741/1/012208
- [16] Fu E.G., Wang Y.Q., Nastasi M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. Vol. 45. P. 495303. DOI: 10.1088/0022-3727/45/49/495303
- [17] Амиров И.И., Наумов В.В., Изюмов М.О., Селюков П.С. // *Письма в ЖТФ.* 2013. Т. 39. Вып. 2. С. 68.
- [18] Stoney G.G. // *Proc. Roy. Soc. Lond. A.* 1909. Vol. 82. P. 172.
- [19] Уманский Я.С., Скаков Ю.А., Иванов А.Н., Расторгуев Л.Н. *Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия.* М.: Металлургия, 1982. 632 с.

- [20] *Cardinale G., Howitt D.G., McCarty K.F., Medlin D.L., Mirkarimi P.B., Moody N.R.* // *Diamond Rel. Mater.* 1996. Vol. 5. P. 1295. DOI: 10.1016/0925-9635(96)00541-9
- [21] *Min Y.-H., Kim Y.-K.* // *J. Micromech. Microeng.* 2000. Vol. 10. P. 314. DOI: 10.1088/0960-1317/10/3/303
- [22] *Hou M.T.-K., Chen R.* // *J. Micromech. Microeng.* 2004. Vol. 14. P. 490. DOI: 10.1088/0960-1317/14/4/008
- [23] *Laconte J., Flandre D., Raskin J.P.* *Micromachined thin-film sensors for SOI-CMOS co-integration.* Springer Science & Business Media, 2006. 292 с.
- [24] *Guckel H., Burns D., Rutigliano C., Lovell E., Choi B.* // *J. Micromech. Microeng.* 1992. Vol. 2. P. 86. DOI: 10.1088/0960-1317/2/2/004
- [25] *Mehregany M., Howe R.T., Senturia S.D.* // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 62. P. 3579. DOI: 10.1063/1.339285
- [26] *Ericson F., Greek S., Söderkvist J., Schweitz J.-A.* // *J. Micromech. Microeng.* 1997. Vol. 7. P. 30. DOI: 0960-1317/7/1/006
- [27] *Lin L., Pisano A.P., Howe R.T.* // *J. Microelectromech. Syst.* 1997. Vol. 6. P. 313. DOI: 10.1109/84.650128
- [28] *Mehner H., Leopold S., Hoffmann M.* // *J. Micromech. Microeng.* 2013. Vol. 23. P. 095030. DOI: 10.1088/0960-1317/23/9/095030
- [29] *Fang W., Wickert J.A.* // *J. Micromech. Microeng.* 1996. Vol. 6. P. 301. DOI: 10.1088/0960-1317/6/3/002
- [30] *Fachin F., Nikles S.A., Dugundji J., Wardle B.L.* // *J. Micromech. Microeng.* 2011. Vol. 21. P. 095017. DOI: 10.1088/0960-1317/21/9/095017
- [31] *DeVoe D.L., Pisano A.P.* // *J. Microelectromech. Syst.* 1997. Vol. 6. P. 266. DOI: 10.1109/84.623116
- [32] *Was G.S.* *Fundamentals of radiation materials science: metals and alloys.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. 827 с.
- [33] *Stefenelli M., Todt J., Riedl A., Ecker W., Muller T., Daniel R., Burghammere M., Keckesb J.* // *J. Appl. Cryst.* 2013. Vol. 46. P. 1378. DOI: 10.1107/S0021889813019535
- [34] *Knystautas E.* *Engineering Thin Films and Nanostructures with Ion Beams.* NY: University of Rochester, 2005. 561 с.
- [35] *Диденко А.Н., Шаркеев Ю.П., Козлов Э.В., Рябчиков А.И.* *Эффекты дальнего действия в ионно-имплантированных металлических материалах.* Томск: Изд-во НТЛ, 2004. 328 с.