

## ИССЛЕДОВАНИЕ КЛИНОВИДНЫХ ПЛЕНОК ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ. ЧАСТЬ I. МОДЕЛИРОВАНИЕ

© 2016 г. В. Р. Шаяпов, канд. физ.-мат. наук; **Б. М. Аюпов**, доктор техн. наук

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева Сибирского отделения  
Российской академии наук, Новосибирск

E-mail: shayapov@niic.nsc.ru

Работа, состоящая из двух частей, посвящена обобщению и анализу различных проявлений клиновидности пленок при исследовании тонкопленочных структур методами эллипсометрии и спектрофотометрии отражения. В первой части проведены расчеты оптических характеристик клиновидных пленок на подложках: коэффициентов отражения и пространственного распределения интенсивности света, прошедшего в детектор нулевого эллипсометра. Рассмотрены возможности применения существующих теоретических подходов для исследования клиновидных пленок, изучены особенности определения эллипсометрических параметров  $\psi$  и  $\Delta$  этих пленок методом нулевой эллипсометрии. Во второй части работы изложены результаты экспериментального исследования клиновидных пленок.

**Ключевые слова:** пленки, клиновидность, эллипсометрия, спектры отражения.

Коды OCIS: 240.0310, 240.2130, 240.6490, 310.6860

Поступила в редакцию 05.02.2016

### Введение

Клиновидностью называется неравномерность толщины пленок по поверхности образца. Она появляется в процессе получения пленок вследствие неравномерности газовых потоков, истощения (обеднения) потоков по осаждаемым компонентам по мере их продвижения вдоль подложки, градиентов температурных, электрических и магнитных полей. На неравномерность толщины пленки по ее площади большое влияние оказывает также и угол, под которым наносимое вещество поступает к подложке. В большинстве случаев клиновидность проявляется как нежелательное явление и считается показателем того, что процесс происходит в неоптимальных условиях. Примерами таких процессов являются классические процессы химического осаждения из газовой фазы [1], вакуумного испарения [2], магнетронного распыления [3], молекулярно-лучевой эпитаксии [4]. В современных процессах атомно-слоевого осаждения [5, 6] равномерность толщины пленки достигается только в более или менее узком “окне” условий осаждения, когда действительно осуществляется этот процесс. При отработке новых процессов это окно не всегда известно.

Равномерность толщины пленок по поверхности подложки является одним из признаков достижения нужных параметров процесса.

Реальные процессы синтеза тонких пленок всегда сопровождаются сложными физическими явлениями тепло- и массопереноса, существенно усложняющими картину. В технологических процессах, где используются тонкие пленки (микроэлектроника, технология оптических покрытий и др.), равномерность толщины пленок по площади образца имеет огромное значение, поэтому причинам появления клиновидности и способам ее устранения уделяется серьезное внимание [7–9].

Теоретический расчет интенсивности отраженного света от пленки с линейной неоднородностью по толщине приведен в работах [10, 11], в которых предлагается вычислять коэффициент отражения путем интегрирования по интервалу толщины пленки, соответствующему области освещения световым лучом. Описаны подходы к определению оптических констант и толщины клиновидных пленок из спектров пропускания [12, 13], отражения и пропускания совместно [14]. В основном, эти работы имели цель развить метод огибающих для расчета оптических констант (показателя преломления,

коэффициента поглощения) и параметров толщины (средней толщины и отклонения от нее).

В данной работе обобщаются и анализируются различные проявления клиновидности пленок при исследовании тонкопленочных структур распространенными оптическими методами эллипсометрии и спектрофотометрии отражения. Настоящая статья, которая является первой частью работы, содержит описание математических моделей для расчета интенсивности света, отраженного от клиновидных пленок на подложках. Целями статьи являются моделирование влияния клиновидности на спектры отражения систем пленка–подложка, анализ возможностей практического применения существующих теоретических подходов для исследования клиновидных пленок, теоретическое исследование влияния клиновидности пленок на результаты определения эллипсометрических параметров  $\psi$  и  $\Delta$  методом нулевой эллипсометрии.

## 1. Вычисление интенсивности света, отраженного от клиновидной пленки

В эллипсометрии и спектрофотометрии очень важно соотношение градиента толщины, размера светового пятна, создаваемого лучом, на образце и распределения интенсивности в нем. В типичных спектрофотометрах диаметр пучка света может превысить 10 мм. В лазерном нулевом эллипсометре без фокусирующих элементов, который использован в данной работе, диаметр диафрагм 1 мм. Тем не менее, пятно света на образце представляет собой эллипс с длиной большой оси  $L = 1/\cos\varphi$  мм, где  $\varphi$  – угол падения света на образец. При  $\varphi = 80^\circ$  имеем  $L = 6$  мм. Естественно, что при таких размерах области облучения можно изучать пленки с малым градиентом толщины по площади образца или применять специальные методы расчета для интерпретации измерений, о которых пойдет речь в данном разделе.

В общем случае коэффициент отражения линейно поляризованного света вычисляется по формуле

$$R = |R_p|^2 \cos^2 \theta + |R_s|^2 \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где  $R_p$  и  $R_s$  – комплексные амплитудные коэффициенты отражения света, поляризованного в плоскости падения и в плоскости образца, соответственно,  $\theta$  – угол между плоскостью поляризации падающего света и плоскостью па-

дения [15]. В случае естественного света можно положить  $\theta = 45^\circ$ , тогда

$$R = \frac{|R_p|^2 + |R_s|^2}{2}. \quad (2)$$

Для вычисления коэффициента отражения системы “клиновидная пленка – подложка” интервал изменения толщины в пределах области освещения образца можно разбить на достаточно большое число промежутков  $N$ . Для оценки полного коэффициента отражения можно взять среднее по всем промежуткам значение  $R_{av}$

$$R_{av} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R_i. \quad (3)$$

В предельном случае, при стремлении количества промежутков разбиения к бесконечности, переходим к интегралу

$$R_{av} = \frac{1}{t_{\max} - t_{\min}} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} R(t) dt, \quad (4)$$

где  $t_{\min}$  и  $t_{\max}$  – минимальное и максимальное значения толщины пленки  $t$  в пределах области освещения образца. Это выражение дает среднее значение функции  $R(t)$  на отрезке  $[t_{\min}; t_{\max}]$ .

В частном случае линейного клина (рис. 1) выражение (4) принимает вид [10, 11]

$$R_{av} = \frac{1}{2\Delta t} \int_{t_{av}-\Delta t}^{t_{av}+\Delta t} R(t) dt, \quad (5)$$

здесь  $t_{av}$  – средняя толщина пленки, а  $\Delta t$  – отклонение толщины от среднего значения в пределах апертуры пучка света (клин).

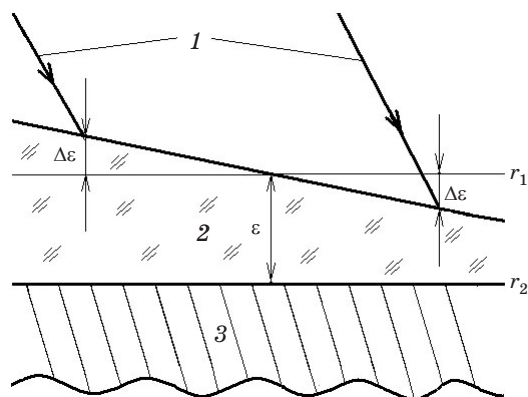


Рис. 1. Схематическое изображение клиновидной пленки (линейный клин). 1 – крайние позиции пучка света, падающего на образец, 2 – пленка, 3 – подложка.

Представленные подходы к вычислению коэффициента отражения применимы до тех пор, пока размеры неоднородностей позволяют пренебречь дифракционными явлениями. Ясно, что выражения (4) и (5) эквивалентны. В формуле (5) так же, как и в формуле (4), пределами интегрирования являются максимальная и минимальная толщины в области освещения образца, а интеграл делится на разность максимального и минимального значения толщины. Тем не менее, значение  $t_{av}$  будет средней толщиной только в случае линейного клина. Еще одно важное замечание касается практических расчетов с применением формул (3)–(5). Формула (3) справедлива во всех случаях распределения толщины по поверхности, в том числе, в случае однородной пленки, а формулы (4) и (5) в однородном случае не применимы. Таким образом, разумно пользоваться формулой (3), когда невозможно получить аналитическое выражение для  $R(t)$ .

На спектрах отражения пленок клиновидность может проявляться в виде уменьшения разности между интерференционными минимумами и максимумами интенсивности отраженного от пленок света [10]. Для объяснения причин этого явления рассмотрим наиболее простой случай, когда материалы пленки и подложки прозрачны, а угол падения света на образец равен  $0^\circ$  (нормальное падение). Подставляя в выражение (2) формулу Эйри [15] и проводя некоторые преобразования, имеем

$$R = 1 - \frac{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \varepsilon}, \quad (6)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  – коэффициенты Френеля для границ раздела среда–пленка и пленка–подложка соответственно,  $\varepsilon$  – фазовая толщина пленки [15]. В рассматриваемой модели системы пленка–подложка все эти величины вещественны.

В случае клиновидной пленки можно усреднить косинус фазовой толщины в формуле (6), как это сделано в работе [16]

$$\overline{\cos \varepsilon}_{av} = \left( \frac{1}{2\Delta \varepsilon} \right) \int_{\varepsilon_{av} - \Delta \varepsilon}^{\varepsilon_{av} + \Delta \varepsilon} \cos \varepsilon d\varepsilon = \cos \varepsilon_{av} \left( \frac{\sin \Delta \varepsilon}{\Delta \varepsilon} \right), \quad (7)$$

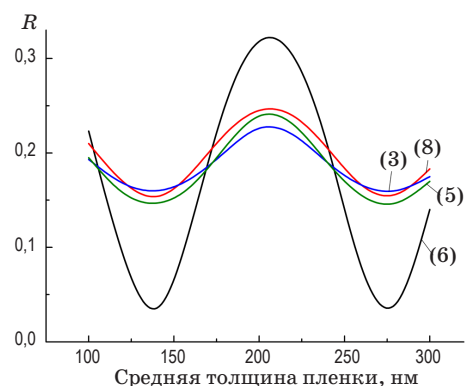
где  $\varepsilon_{av}$  – среднее значение фазовой толщины пленки в пределах апертуры падающего пучка света,  $\Delta \varepsilon$  – отклонение фазовой толщины

от среднего значения на границах пучка. Тогда выражение (4) будет иметь вид

$$R_{av} = 1 - \frac{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \varepsilon_{av} \left( \frac{\sin \Delta \varepsilon}{\Delta \varepsilon} \right)}. \quad (8)$$

Выражение (8) имеет простую наглядную интерпретацию. Функция  $\sin \Delta \varepsilon / \Delta \varepsilon$  стремится к единице при приближении  $\Delta \varepsilon$  к нулю, тем самым осуществляется предельный переход к формуле (6). При наличии клиновидности модули минимальных и максимальных значений величины  $2r_1 r_2 \cos \varepsilon_{av} (\sin \Delta \varepsilon / \Delta \varepsilon)$ , ответственной за образование интерференционных полос, будут уменьшаться по мере увеличения  $\Delta \varepsilon$ .

Для проверки разных способов описания клиновидности рассчитаны коэффициенты отражения света в зависимости от толщины пленки по формулам (3), (5) и (8). Использовалась рассмотренная выше простая оптическая модель, когда справедливы формулы (6) и (8). Результаты расчета коэффициентов отражения от пленки с показателем преломления  $n = 2,30$  и клином  $\Delta t = 50$  нм на прозрачной подложке с показателем преломления 1,46 изображены на рис. 2. Длина волны света при моделировании задавалась равной 632,8 нм. При численном интегрировании (5) использовались 1000 точек разбиения интервала толщины. Анализ расчетов показывает, что при наличии клиновидности (формулы (8), (5) и (3)) положение экстремумов относительно толщины пленок не изменяется, но сами интенсивности уменьшаются в максимумах и увеличиваются в минимумах по сравнению с расчетом для плоскопараллельной пленки (формула (6)). Значения коэффи-



**Рис. 2.** Зависимости коэффициента отражения системы пленка–подложка от средней толщины пленки для равномерной и клиновидной пленок. Номера кривых соответствуют номерам формул, по которым проводился расчет.

коэффициентов отражения от клиновидной пленки, рассчитанные по формулам (8), (5) и (3), различаются незначительно (рис. 2). Для расчетов выбрано большое значение  $\Delta t$ , поэтому отклонения зависимостей  $R$  клиновидных пленок от зависимости плоскопараллельной пленки весьма велики. При уменьшении клиновидности эти зависимости будут приближаться друг к другу и в пределе, когда клин отсутствует, полностью совпадут. Формулу (8) следует считать недостаточно физически обоснованной, хотя она правильно передает поведение коэффициента отражения. Формула (5) выполняется только для линейного клина в рамках простой модели прозрачных сред. В рамках этой модели она преобразуется в аналитические выражения, не содержащие интеграла [10, 11]. В более сложных случаях приходится применять численное интегрирование. Формула (3) универсальна и при большом числе точек разбиения интервала  $[t_{\min}; t_{\max}]$  должна дать точное значение  $R$ .

На рис. 3 представлены рассчитанные спектры отражения модели оксидной пленки толщиной 500 нм на кремнии при нескольких значениях  $\Delta t$ . Видно, что при  $\Delta t \leq 0,05t$  наличие клиновидности не приводит к изменению положения экстремумов интенсивности отраженного света и не происходит обращения максимумов в минимумы и наоборот. При большой клиновидности вид спектра существенно меняется и положение интерференционных экстремумов уже не несет информации о средней оптической толщине пленки. Этот результат важен при применении методов, основанных на положении интерференционных экстремумов в спектре [17], для расчета толщины или оптического пути в тонкопленочных структурах.

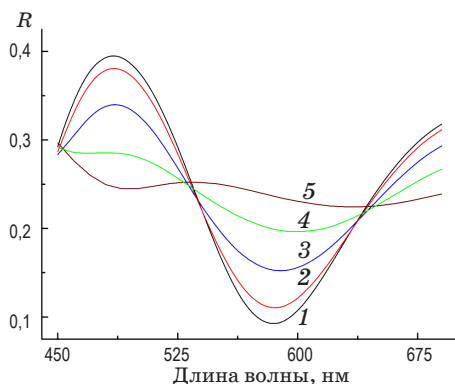


Рис. 3. Спектры отражения оксидной пленки толщиной 500 нм на кремнии при  $\Delta t$  клина 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) и 100 (5) нм.

Следует отметить, что при решении обратных задач спектрофотометрии для определения оптических констант и перепада толщины в области освещения могут возникнуть трудности, связанные с одинаковым действием на спектры факторов разной природы. Уменьшение размаха интерференционных полос происходит не только при наличии клина, но и при поглощении в пленке, неоднородности оптических констант по толщине пленки (многослойные или градиентные пленки). Разделить вклад всех этих факторов в окончательный спектр образца практически невозможно. Кроме того, каждый из этих факторов увеличивает число искомых параметров при решении обратных задач, что требует нескольких исходных спектров. При наличии клина необходимый набор спектров очень сложно получить экспериментально. Методы, основанные на варьировании угла падения [17, 18], в данном случае не всегда эффективны.

Таким образом, для клиновидных пленок нельзя рекомендовать хорошо развитые методы решения обратных задач, если необходимо установить распределение оптических констант по толщине и рассчитать спектры поглощения. В таком случае расчеты можно провести по упрощенным моделям [10] в спектральной области, где поглощение мало, при этом однородность пленки по толщине должна быть установлена независимыми методами исследования. В некоторых процессах получения пленок используются подложки большой площади и часто можно выявить участок пленки с относительно малой клиновидностью. Тогда желательно работать на этом участке, но только после того, как клиновидность будет измерена и учтен ее вклад в ошибку расчета искомых параметров. Если ставится задача надежного определения оптических свойств пленок (дисперсии показателя преломления, спектра поглощения, оптической ширины запрещенной зоны) и других характеристик, зависящих от толщины (плотность и пр.), то необходимо выявление и устранение факторов процесса синтеза, вызывающих клиновидность пленок.

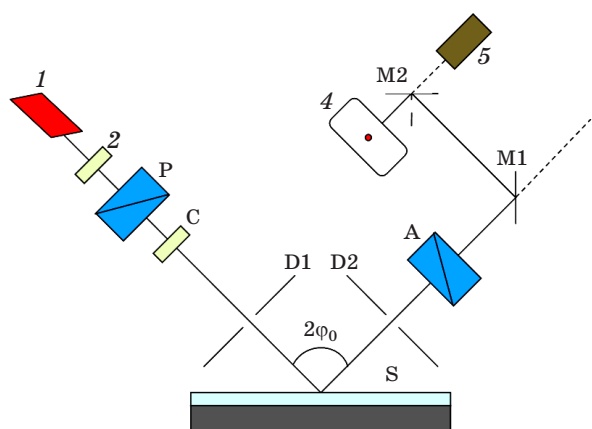
Контроль самой клиновидности может осуществляться оптическими методами, основанными на сканировании лучом по поверхности образца. Обычно для этого используется луч, сфокусированный до диаметра в несколько десятков микрон. Экспериментальные возможности и проблемы сканирования будут обсуждаться в части II настоящей работы.



Естественно, все изложенные выше соображения справедливы для спектральной эллипсометрии в случае, когда измерение поляризационных углов  $\psi$  и  $\Delta$  выполняется фотометрическими методами.

## 2. Изучение клиновидности пленок методом нулевой эллипсометрии

Для понимания сути явлений и смысла употребляемых ниже терминов приведем сначала оптическую схему лазерного фотоэлектрического нулевого эллипсометра ЛЭФ-3М (рис. 4). Рассмотрим ход луча в данной схеме. Световое излучение на выходе лазера поляризовано линейно, поэтому сразу после источника света установлена четвертьволновая пластина, ориентированная таким образом, чтобы луч света, прошедший через пластину, становился поляризованным по кругу. Далее световой луч проходит через поляризатор и становится линейно поляризованным. Затем он проходит через компенсатор и становится эллиптически поляризованным. Этот эллиптически поляризованный луч падает на образец. Принцип проведения эллипсометрического измерения в такой схеме состоит в следующем: поворотом поляризатора добиваются такой эллиптической поляризации в падающем на образец световом пучке, чтобы после отражения свет стал линейно поляризованным. В этом случае он может быть погашен путем поворота анализатора. Тогда на выходе эллипсометра будет наблюдаться нулевая (или минимальная) интенсивность излучения.



**Рис. 4.** Оптическая схема эллипсометра ЛЭФ-3М. 1 – лазер, 2 – четвертьволновая пластина, P – поляризатор, C – компенсатор, D1, D2 – диафрагмы, A – анализатор, M1, M2 – поворотные зеркала, 4 – экран, 5 – фотоэлектронный умножитель, S – образец.

В процессе измерения отраженный луч, наблюдаемый на экране, предварительно гасится путем вращения поляризатора и анализатора. Затем ослабленный световой сигнал посылается на фотоэлектронный умножитель, электрический сигнал с которого поступает на микроамперметр. Минимальное отклонение сигнала в микроамперметре соответствует минимальной интенсивности. Значения углов поворота поляризатора и анализатора, снимаемые при минимальной интенсивности, называются углами гашения. Они являются исходными данными для определения поляризационных углов  $\psi$  и  $\Delta$ .

В случае исследования гладкой, однородной и плоскопараллельной пленки должна наблюдаться нулевая интенсивность в положении углов гашения. Клиновидность пленки проявляется в наличии остаточной интенсивности при любых углах положений поляризатора и анализатора. В положении углов гашения, когда остаточная интенсивность минимальна, ее распределение по площади луча приобретает своеобразный вид: в области светового пятна проходит темная полоса, ориентированная вдоль градиента толщины (рис. 5). Для описания влияния клиновидности на эллипсометрические измерения рассмотрим причину появления этой полосы. Пусть имеется образец с линейно изменяющейся по длине толщиной пленки (рис. 1). Будем считать, что каждый участок пленки можно рассматривать независимо. Тогда при определенном расположении поляризатора, компенсатора и анализатора от каждого участка пленки на экран эллипсометра будет попадать свет разной интенсивности.



**Рис. 5.** Типичное распределение интенсивности луча по площади на экране нулевого эллипсометра в положении минимальной остаточной интенсивности при исследовании пленок с резко выраженной клиновидностью.

Этот эффект демонстрирует зависимости интенсивности отраженного света от координат точек на образце (рис. 6). Зависимости получены следующим образом: задавалась модель пленки толщиной 70 нм с показателем преломления 1,66 на кремнии при угле падения света на образец  $70^\circ$ , вводился линейный градиент толщины, и на каждом отдельном участке пленки с постоянной толщиной вычисляли параметры поляризации отраженного света (углы  $\psi$  и  $\Delta$ ). Значения этих величин затем использовались для определения интенсивности света при определенном положении поляризующих элементов эллипсометра с конфигурацией поляризатор–компенсатор–образец–анализатор (PCSA) по формулам из работы [19]. Эти формулы выражают интенсивность света на выходе эллипсометра в зависимости от параметров поляризации (углов  $\psi$  и  $\Delta$ ), параметра компенсатора  $\Delta_c$ , положений оптических осей поляризатора, компенсатора и анализатора  $P, C, A$  следующим образом:

$$I_{\text{out}}^{\text{PCSA}} = I_0 R m_{11}^{\text{PCSA}}, \quad (9)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего света,  $R$  – коэффициент отражения, определяемый по формуле (2),  $m_{11}^{\text{PCSA}}$  – функция от  $\psi, \Delta, \Delta_c, P, C, A$ , выражение для которой имеет вид [19]

$$\begin{aligned} m_{11}^{\text{PCSA}} = & \left\{ 1 - \cos 2A \sin 2P \sin 4C \sin^2 \frac{\Delta_c}{2} + \right. \\ & + \cos 2A \cos 2P \left( 1 - 2 \sin^2 2C \sin^2 \frac{\Delta_c}{2} \right) \Big\} - \\ & - \cos 2\psi \left\{ \cos 2A - \sin 2P \sin 4C \sin^2 \frac{\Delta_c}{2} + \right. \\ & + \cos 2P \left( 1 - 2 \sin^2 2C \sin^2 \frac{\Delta_c}{2} \right) \Big\} + \\ & + \sin 2\psi \cos \Delta \sin 2A \left\{ \sin 2P \left( 1 - 2 \cos^2 2C \sin^2 \frac{\Delta_c}{2} \right) - \right. \\ & - \cos 2P \sin 4C \sin^2 \frac{\Delta_c}{2} \Big\} + \\ & + \sin 2\psi \sin \Delta \sin 2A \sin (2C + 2P) \sin \Delta_c. \end{aligned} \quad (10)$$

Для расчетов принято, что  $I_0 = 0,5$ , а  $R = \text{const}$ , поскольку значение  $m_{11}^{\text{PCSA}}$  может изменяться на 5 порядков. Оказалось, что при положении анализатора, соответствующем углу  $\psi$  какого-либо участка пленки, в области экрана эллипсометра, на которую проецируется этот участок, возникает минимум интенсивности света (рис. 6). Этот минимум становится наи-

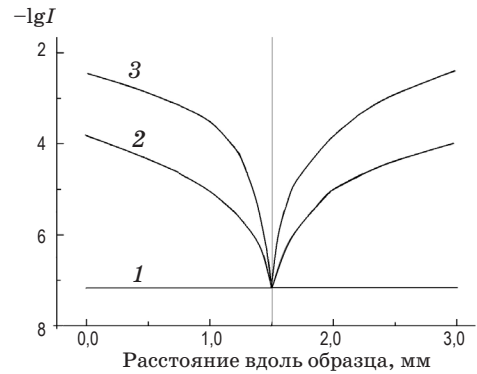


Рис. 6. Зависимости десятичного логарифма интенсивности света, отраженного разными участками образца, от координаты на поверхности. 1 – пленка без градиента толщины, 2 – градиент толщины пленки 2 нм/мм, 3 – градиент толщины пленки 10 нм/мм.

более “острым”, когда азимутальный угол поляризатора соответствует углу  $\Delta$  этого участка, при этом остальная область пленки, освещаемая лучом, имеет значительную интенсивность света на выходе эллипсометра.

Из расчетов следует, что положение полосы на экране эллипсометра (для конфигурации PCSA [19]) определяется азимутальным углом анализатора, а ее контраст – азимутальным углом поляризатора. Естественно, что при уменьшении градиента толщины общая интенсивность света, отраженного от участков вне положений гашения, будет уменьшаться (рис. 6).

Темная полоса хорошо видна на экране эллипсометра в случае резко выраженной клиновидности. Тем не менее, все изложенное выше остается верным, даже если темная полоса не наблюдается визуально. Для измерений очень важно соотношение диаметра диафрагмы, пропускающей свет на приемник эллипсометра, и градиента толщины пленки. При большом градиенте толщины в приемную диафрагму может попасть свет от тех участков пленки, которые создают значительную интенсивность отраженного света. Тогда повышается фоновая интенсивность света на приемнике излучения, что приводит к увеличению случайной ошибки определения углов  $\psi$  и  $\Delta$ . Это обусловлено тем, что шум приемника прямо пропорционален остаточной интенсивности [19]. Кроме того, увеличивается неопределенность положения углов гашения при их ручном поиске в условиях большой фоновой интенсивности. Заметим, что измеренные углы  $\psi$  и  $\Delta$  будут соответство-

вать толщине в центре участка образца, освещенного лучом, а в фотометрических методах они зависят от перепада толщины в облучаемой области (п. 1). Эта особенность нулевой эллипсометрии лучше подходит для исследований клиновидных пленок сканированием по сравнению с фотометрическими методами.

## Заключение

Наличие слабой клиновидности (не более 5% от средней толщины пленки) у диэлектрических пленок не приводит к изменению местоположения интерференционных экстремумов интенсивности отраженного света и при этом не происходит обращения максимумов в минимумы и наоборот. Это означает, что слабая клиновидность не вносит систематических погрешностей, а лишь увеличивает случайные погрешности измерения положений экстремумов из-за уменьшения кривизны в экстремумах интен-

сивности отраженного света. При больших градиентах толщины этот вывод не верен.

Методы решения обратных задач нельзя рекомендовать для клиновидных пленок из-за неоднозначного влияния разных параметров модели на ее оптический отклик. Если ставится задача надежного определения свойств пленок, то необходимы выявление и устранение факторов процесса синтеза пленок, вызывающих клиновидность.

Клиновидность приводит к увеличению случайной ошибки определения углов  $\psi$  и  $\Delta$  из-за повышения фоновой интенсивности на приемнике в нулевых методах эллипсометрических измерений. Тем не менее, нулевая эллипсометрия предпочтительна для клиновидных пленок, так как погрешности измерения углов  $\psi$  и  $\Delta$  оказываются случайными и их можно минимизировать многократным измерением.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИХ СО РАН.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Huppertz H., Engl W.L. Modeling of low-pressure deposition of  $\text{SiO}_2$  by decomposition of TEOS // IEEE Trans. Electron Devices. 1979. V. 26. № 4. P. 658–662.
2. Ким Ч.С., Путилин Э.С. Формирование толщины слоев вакуумным испарением // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 10. С. 108–112.
3. Swan S. Film thickness distribution in magnetron sputtering // Vacuum. 1988. V. 38. № 8–10. P. 791–794.
4. Болдыревский П.Б., Коровин А.Г., Денисов С.А., Светлов С.П., Шенгуров В.Г. Исследование однородности толщин слоев кремния, выращенных в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии из сублимационного источника // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 11. С. 155–158.
5. Han J.H., Nyns L., Delabie A., Franquet A., Elshocht S.V., Adelman C. Reaction chemistry during the atomic layer deposition of  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  and  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  from  $\text{Sc}(\text{MeCp})_3$ ,  $\text{Gd}(\text{iPrCp})_3$ , and  $\text{H}_2\text{O}$  // Chem. Mater. 2014. V. 26. P. 1404–1412.
6. Elers K.-E., Blomberg T., Peussa M., Aitchison B., Haukka S., Marcus S. Film uniformity in atomic layer deposition // Chem. Vap. Deposition. 2006. V. 12. P. 13–24.
7. Xing R., Ye T., Ding Y., Ding Z., Ma D., Han Y. Thickness uniformity adjustment of inkjet printed light-emitting polymer films by solvent mixture // Chin. J. Chem. 2013. V. 31. P. 1449–1454.
8. Katayama K., Nakahata K., Yoshizumi M., Izumi T., Shiohara Y. Improvement of film thickness uniformity in TFA-MOD coated conductors // Phys. Procedia. 2013. V. 45. P. 157–160.
9. Jiang C.Z., Zhu J.Q., Han J.C., Lei P., Yin X.B. Uniform film in large areas deposited by magnetron sputtering with a small target // Surf. Coat. Technol. 2013. V. 229. P. 222–225.
10. Филиппов В.В., Кутаевич В.П. Учет клиновидности и неоднородности тонких слоев в обратной задаче спектрофотометрии на отражение // Опт. спектр. 2002. Т. 92. № 3. С. 510–517.
11. Pitarkeiwicz T. Reflection spectrum for a thin film with non-uniform thickness // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 160–164.
12. Grigorovich R., Stoica T., Vancu A. Evaluation of the optical constants and thickness of weakly absorbing non-uniform thin films // Thin Solid Films. 1982. V. 97. P. 173–185.

13. *Aly K.A.* Optical properties of Ge-Se-Te wedge-shaped films by using only transmission spectra // *J. Non-Cryst. Solids*. 2009. V. 355. P. 1489–1495.
14. *Shaaban E.R.* Calculation of optical constant of amorphous germanium arsenoselenide wedge-shaped thin films from their shrunk transmittance and reflectance spectra // *Philos. Mag.* 2008. V. 88. № 5. P. 781–794.
15. *Вольф М., Борн Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 855 с.
16. *Cescato L., Frejlich J.* Roughness evaluation for thin films // *Appl. Opt.* 1979. V. 18. P. 4186–4187.
17. *Аюпов Б.М., Зарубин И.А., Лабусов В.А., Суляева В.С., Шаяпов В.Р.* Поиск первоначального приближения при решении обратных задач в эллипсометрии и спектрофотометрии // *Оптический журнал*. 2011. Т. 78. № 6. С. 3–9.
18. *Биленко Д.И., Сагайдачный А.А., Галушка В.В., Полянская В.П.* Определение оптических свойств и толщины нанослоев по угловым зависимостям коэффициента отражения // *ЖТФ*. 2010. Т. 80. Вып. 10. С. 89–94.
19. *Ржанов А.В., Свитащев К.К., Семененко А.И., Семененко Л.В., Соколов В.К.* Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.