

СТАБИЛИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ФИЛЬТРОВ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

© 2004 г. И. С. Гайнутдинов*, доктор техн. наук; Е. А. Несмелов*, доктор физ.-мат. наук;
Р. Д. Алиакберов*; А. В. Михайлов**, канд. техн. наук; Г. И. Абзалова*

* НПО "Государственный институт прикладной оптики", г. Казань

** ВНЦ "Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова", Санкт-Петербург

Установлено, что отжиг готовых фильтров, изготовленных на основе пары аморфный кремний-кварц, позволяет полностью стабилизировать их оптические параметры. При отжиге фильтров на воздухе происходит небольшой сдвиг полосы пропускания в коротковолновую область спектра и повышение максимальной прозрачности за счет увеличения однородности пленок. Проведенные расчеты показали, что основные изменения происходят в пленках кварца.

Коды OCIS: 310.1620.

Поступила в редакцию 07.07.2004.

Одной из центральных проблем при создании интерференционных фильтров является проблема строгой стабилизации во времени положения рабочей длины волны λ_{\max} с точностью 0,1–0,2 нм, ширины полосы пропускания, величины пропускания в максимуме в пределах нескольких процентов и при этом достижения минимальной угловой зависимости λ_{\max} . В работах [1–3] было показано, что интерференционные фильтрующие покрытия, состоящие из диэлектрических слоев, со временем изменяют свои оптические параметры. Неуправляемое изменение параметров фильтров существенно затрудняет, а в ряде случаев полностью исключает их практическое применение. Этим обстоятельством была обусловлена необходимость проведения поисковых работ и разработки эффективных способов стабилизации параметров фильтрующих покрытий во времени. Этими способами явились отжиг фильтров и их герметизация. Отжиг покрытий при достаточно высоких температурах позволил создать фильтры с управляемым положением максимума прозрачности [4].

Тонкие пленки, как правило, отличаются от массивного материала более рыхлой (фрактальной) структурой, связанной с наличием оборванных связей, пор, посторонних примесей и др., т. е. тонкая пленка представляет собою некую неравновесную фрактальную систему. Вследствие этого заполнение пор адсорбентом и восстановление оборванных связей могут существенно изменять оптические свойства покрытий. Однако химические процессы, протекающие при сорбции атмосферных газов, вообще говоря, обратимы, что создает эффекты нестабильности покрытий и их зависимости от условий эксплуатации. Отжиг покрытия позволяет минимизировать эти эффекты за счет рекристаллизации и уменьшения пористости, но, конечно, полностью их не исключает [3, 5]. Поэтому на практике самым эффективным способом стабилиза-

ции параметров покрытия является герметизация его путем приклеивания защитной пластины. Но это приводит к увеличению массы и габаритов, к ухудшению оптических параметров, и, наконец, при решении некоторых прикладных задач герметизированные варианты фильтров просто не допустимы (например, в условиях больших механических нагрузок на оптическую систему). Именно поэтому всегда было стремление получить фильтр только на одной подложке.

В данном сообщении мы рассмотрим вопросы получения стабильных узкополосных фильтров открытого типа на основе слоев аморфного кремния (a-Si) и двуокиси кремния (SiO₂) для ближней ИК области спектра. Интерес к таким фильтрам вызван актуальностью их применения в лазерных системах и в космической технике, где весьма важны уменьшение веса и стойкость к перегрузкам.

Интерес к аморфному кремнию как материалу с высоким показателем преломления для ближней ИК области спектра обусловлен его хорошей прозрачностью при $\lambda > 0,9$ мкм, механической прочностью, химической устойчивостью. Аморфный кремний сравнительно сильно поглощает излучение в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Это обстоятельство значительно упрощает задачу конструирования и реализации узкополосных фильтров для ближней ИК области спектра, так как такое поглощение приводит к подавлению фонового излучения вне рабочей длины волны.

Оптические свойства пленок кремния, полученных испарением в вакууме, в зависимости от условий конденсации довольно подробно изучались в [6]. Однако эти исследования не затрагивают влияния поведения пленок кремния в составе многослойных интерференционных покрытий на их спектральные характеристики.

В качестве объекта исследования был выбран контрастный узкополосный фильтр структуры

ВН2ВНВ–Н–ВН2ВНВ, где В – слой оптической толщиной $nh = \frac{\lambda_0}{4}$ высокого показателя преломления

(а-Si); Н – слой оптической толщиной $nh = \frac{\lambda_0}{4}$ низкого показателя преломления (SiO_2) (λ_0 – рабочая длина волны).

Выбор конструкции фильтра и материалов для его изготовления был продиктован решением конкретной задачи (определенная ширина полосы пропускания, заданная рабочая длина волны, фиксированная область блокировки и диапазон углов падающего излучения). Как видно из структуры фильтра, резонаторный слой имеет высокий показатель преломления, несмотря на то что аморфный кремний в интересующей нас области спектра имеет определенное, хотя и небольшое, поглощение. Как известно [7], пропускание узкополосного фильтра особенно резко падает в тех случаях, когда поглощающий материал приходится на резонаторный слой, что определяется распределением интенсивности излучения в резонаторном слое при образовании стоячей волны. Кроме того, при прочих равных условиях поглощение в пленках с высоким показателем преломления приводит к большим потерям прозрачности, чем в пленках с низким показателем преломления. Поэтому на первый взгляд выбор конструкции фильтра представляется не совсем удачным. Но, учитывая, что смещение длины волны максимального пропускания при изменении угла падения излучения будет наименьшим в случае высокого показателя преломления резонаторного слоя [8, 9], подобный выбор структуры фильтра в некоторой степени оправдан. Выбор материалов слоев также не случаен, так как позволяет за счет возможно большей разницы в показателях преломления создать при минимальном числе слоев фильтры с подавлением фонового излучения $\tau \leq 10^{-4}$ в широком спектральном диапазоне. Более того, согласно данным [6] пленки аморфного кремния менее пористы (размер пор не более 0,5 нм) по сравнению с высокопреломляющими материалами из окислов и сульфидов, традиционно используемыми в этой области спектра.

При анализе возможности использования слоев аморфного кремния в качестве высокопреломляющего материала был изготовлен ряд фильтров для ближней ИК области спектра (от 0,7 до 1,5 мкм) методом электронно-лучевого испарения в вакууме при температуре подложки $T_s = 250$ °С. Режимы испарения (скорость осаждения, температура подложек и давление в вакуумной камере) в каждом процессе тщательно фиксировались на одном уровне.

Спектральные характеристики полученных фильтров с разными рабочими длинами волн λ_{max} представлены на рис. 1. Для сравнения здесь же приведена кривая прозрачности просветленной моно-

кристаллической кремниевой пластины толщиной 0,5 мм и проведена огибающая максимумов пропускания фильтров, показывающая характер изменения коэффициента пропускания T_{max} от положения фильтра в области поглощения пленок аморфного кремния. Как видно из рисунка, по мере смещения рабочей длины волны в коротковолновую область из-за закономерного увеличения поглощения [6, 10] в слоях аморфного кремния пропускание фильтров уменьшается и происходит некоторая деформация формы полосы пропускания фильтра, согласующаяся с расчетными результатами. Но это, конечно, не означает, что кремний неперспективен в качестве высокопреломляющего материала для изготовления интерференционных покрытий, работающих в этой области спектра. Результаты, полученные на практике, показывают, что вплоть до $\lambda = 0,85$ мкм можно реализовать фильтры с коэффициентом пропускания более 60%, не требующие, благодаря сильному поглощению в слоях кремния, отрезающих систем для подавления фона с коротковолновой стороны полосы пропускания. Следует отметить, что полученные значения максимальной прозрачности показывают немного меньшее значение поглощения в области спектра 0,7–1,1 мкм, чем приводится в литературе [6, 10]. Этот факт легко объясняется неоднородностью пористой пленки кремния, т. е. флуктуациями показателя преломления [11, 12].

Имеющиеся в литературе данные указывают на то, что высокотемпературный отжиг аморфных пленок кремния приводит к изменению как структуры материала, так и концентрации электрически активных примесей и дефектов. Поэтому в настоящей работе мы исследовали влияние последующего отжига полученных фильтров на воздухе при температурах до 350 °С в качестве стабилизирующего фактора.

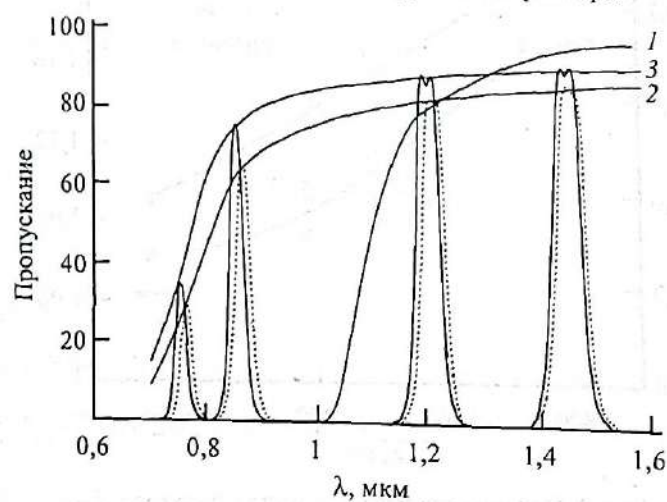


Рис. 1. Спектральные характеристики фильтров и огибающие максимумов прозрачности: 1 – прозрачность просветленной пластины из кремния, 2 – огибающая максимумов прозрачности фильтров до отжига, 3 – огибающая максимумов прозрачности фильтров после отжига.

Отжиг приводит к качественно одинаковым изменениям спектральных характеристик всех фильтров: коэффициент пропускания на рабочей длине волны возрастает примерно на 7–10%; длина волны максимального пропускания смещается в коротковолновую область спектра; относительная полуширина полосы пропускания $\delta\lambda_{0,5}/\lambda_{\max}$ практически остается неизменной. Из перечисленных фактов значительным положительным эффектом термообработки на воздухе является повышение прозрачности на λ_{\max} , приводящее к возрастанию контрастности $\eta = \lambda_{\max}/\lambda_{\min}$, которая является основным параметром, определяющим смысл фильтрации излучения как операции, увеличивающей отношение сигнал–шум, т. е. к улучшению качества фильтра. С увеличением длины волны (с уменьшением поглощения) влияние отжига на прозрачность снижается (кривая 2, рис. 2), но не исчезает полностью, что подтверждает флуктуационную природу снижения пропускания фильтра в максимуме. В то же время смещение спектральной характеристики в коротковолновую область сохраняется (кривая 1, рис. 2), что также подтверждает флуктуационную природу эффекта. При отжиге происходит изменение структуры пленки и ее уплотнение, т. е. уменьшается ее геометрическая толщина, что и приводит к появлению сдвига полосы пропускания в коротковолновую область спектра. Кроме того, смещение спектральных характеристик в коротковолновую часть спектра может быть обусловлено уменьшением показателя преломления n , что связано с проникновением посторонних примесей (например, кислорода) в пленку кремния из атмосферы и насыщением оборванных связей с образованием

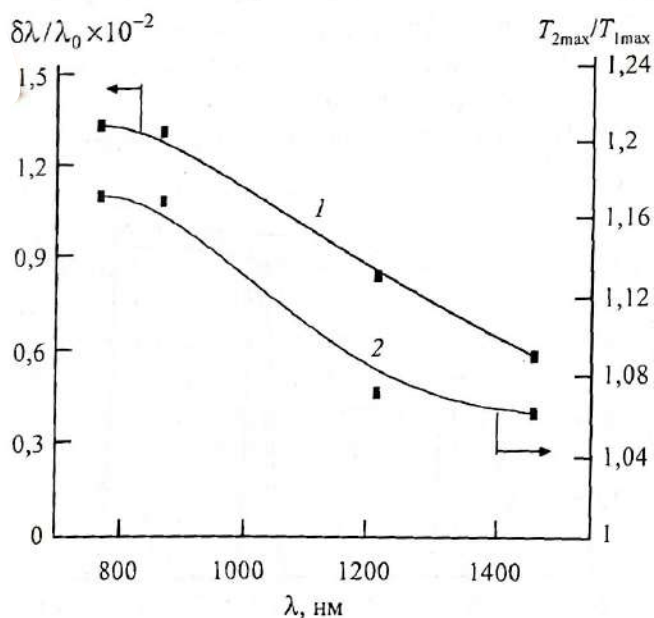


Рис. 2. Влияние отжига на свойства фильтров. 1 – относительное смещение рабочей длины волны в результате отжига; 2 – изменение относительной прозрачности в максимуме пропускания. T_1 – пропускание фильтра до отжига, T_2 – пропускание фильтра после отжига.

связи Si–O вместо Si–Si, имеющей большую энергию. Наблюдаемые изменения хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными на фильтрах из других материалов [3], что только подчеркивает их единую природу.

Расчетная оценка изменения оптических свойств при отжиге обычными методами [7, 13] расчета оптических свойств многослойных интерференционных пленок невозможна, так как в [7, 13] принята модель однородной пленки с идеальными плоскими границами. В реальных случаях границы пленок имеют шероховатость, а сама пленка имеет поры, т. е. неоднородность, статистически распределенную по ее объему. Описание пленки только средними по объему свойствами в таком случае оказывается недостаточным. Если в пленках двуокиси кремния пористость достаточно велика [14], то в пленках a-Si, нанесенных при температуре порядка 250 °C, она достаточно мала. Это означает, что использование средних значений показателя преломления для описания свойств пленки не позволяет описать изменения, происходящие при отжиге. Можно использовать метод введения эффективных оптических постоянных слоя и промоделировать пористость как появление дополнительного поглощения. Точно так же можно учесть шероховатость поверхностей введением поверхностных потерь [15] или эффективных поверхностных слоев [16]. При этом возникает естественная неоднозначность эффективных параметров и каких-либо конкретных зависимостей получить из эксперимента не удастся. Более того, наблюдаемые в эксперименте флуктуации оптических характеристик интерференционных фильтров [17] описать какими-либо эффективными параметрами не удастся принципиально.

Очевидно, что при введении пористости и шероховатости границ усреднять следует не оптические постоянные материалов слоев (или вводить однородные эффективные оптические постоянные), а значения пропускания и отражения с учетом их флуктуаций. Только таким способом можно получить правильное описание свойств интерференционного покрытия и их изменения при воздействии каких-либо энергетических факторов. При этом, очевидно, каждый слой интерференционной системы сохраняет свою индивидуальность и корреляция, например, пористости между соседними слоями отсутствует.

Измеряемое значение отражения R или пропускания T будет средним по поверхности пленки, т. е. будет описываться выражением:

$$R = \int_S R(x, y) \Phi(x, y) dx dy. \quad (1)$$

Здесь $R(x, y)$ – коэффициент отражения в точке, $\Phi(x, y)$ – нормированная функция распределения от-

клонений оптической толщины слоев интерференционного покрытия по поверхности S . Для случая пропускания выражение аналогично. Функция распределения флуктуаций оптической толщины слоев может быть получена методом [18] и оказывается экспоненциальной, а при переходе к спектральной переменной превращается в распределение Коши:

$$\Phi(\delta\varphi) = \frac{\gamma}{\pi(\delta\varphi^2 + \gamma^2)}, \quad (2)$$

где $\delta\varphi$ – флуктуирующая спектральная переменная, а величина γ определяет полосу значимых величин спектральной переменной (ширина распределения). Для многослойного покрытия величины $\delta\varphi$ и γ представляются векторами с числом измерений, равным числу слоев в покрытии. Величины R или T в (1) выражаются обычным способом [7, 13], и (1) можно записать в виде:

$$R = \int_{-\infty}^{\infty} R(\delta\varphi)\Phi(\delta\varphi)d\delta\varphi. \quad (3)$$

В общем виде вычисление интеграла в (3) оказывается слишком сложным и громоздким. Если учесть отсутствие корреляций между флуктуациями толщины различных слоев, то вычисление оказывается возможным при использовании рекуррентных формул для отражения и пропускания интерференционного покрытия. Это тем более удобно потому, что распределение $\Phi(\delta\varphi)$ можно в этом случае представить произведением распределений, действующих в отдельных слоях.

Согласно [7, 13] зависимость оптических свойств многослойного покрытия от оптической толщины одного выделенного слоя с номером m , находящегося между средами с номерами $m+1$ и $m-1$, записывается рекуррентными формулами для коэффициентов отражения и пропускания:

$$R_m = \frac{r_{1m}^2 + r_{2m}^2 + 2r_{1m}r_{2m} \cos(2\varphi_m + \Delta_{1m} - \Delta_{2m})}{1 + r_{1m}^2 r_{2m}^2 + 2r_{1m}r_{2m} \cos(2\varphi_m - \Delta_{1m} - \Delta_{2m})},$$

$$T_m = \frac{t_{1m}^2 t_{2m}^2}{1 + r_{1m}^2 r_{2m}^2 + 2r_{1m}r_{2m} \cos(2\varphi_m - \Delta_{1m} - \Delta_{2m})},$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Delta_m &= \\ &= \frac{r_{1m}(1-r_{2m}^2) \sin \Delta_{1m} - r_{2m}(1-r_{1m}^2) \sin(2\varphi_m - \Delta_{2m})}{r_{1m}(1+r_{2m}^2) \cos \Delta_{1m} + r_{2m}(1+r_{1m}^2) \cos(2\varphi_m - \Delta_{2m})}, \quad (4) \\ \delta_m &= \delta_{1m} + \varphi_m + \delta_{2m} - \\ &- \operatorname{arctg} \frac{r_{1m}r_{2m} \sin(2\varphi_m - \Delta_{1m} - \Delta_{2m})}{1 + r_{1m}r_{2m} \cos(2\varphi_m - \Delta_{1m} - \Delta_{2m})}. \end{aligned}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$r_{1m} e^{i\Delta_{1m}} = \frac{n_{m+1} - n_m}{n_{m+1} + n_m},$$

$$t_{1m} e^{i\delta_{1m}} = \frac{2\sqrt{n_{m+1}n_m}}{n_{m+1} + n_m},$$

$$\varphi_m = \frac{2\pi}{\lambda} n_m h_m.$$

Величины r_{1m} и t_{1m} – отражение и пропускание через первую границу слоя между средами $m+1$ и m (нумерация слоев идет от подложки); величины с индексом 2 соответствуют отражению и пропусканию излучения через вторую границу слоя, в определении которой входят все слои покрытия, предшествующие рассматриваемому; Δ_m – сдвиг фазы при отражении от верхней границы всего слоя; δ_m – фаза при прохождении света через слой; φ_m – набег фазы при прохождении собственно слоя. Все нижележащие слои покрытия рассматриваются обобщенно, как одна эффективная граница со своими коэффициентами отражения и пропускания. Величины с индексом 2 при расчете первого слоя на подложке определяются аналогично [7, 13], а расчет последующих слоев производится с использованием значений отражения, пропускания и их фаз для предыдущего слоя. Последовательный учет всех слоев позволяет находить коэффициенты отражения и пропускания всего покрытия в целом. После проведения усреднения получим:

$$R_m = \frac{A}{B}, \quad (5)$$

$$T_m = \frac{C t_{1m}^2 t_{2m}^2}{B},$$

где

$$C = 1 - r_{1m}^2 r_{2m}^2 e^{-2\epsilon},$$

$$A = C(r_{1m}^2 + r_{2m}^2) + 2r_{1m}r_{2m} \left(1 - r_{1m}^2 r_{2m}^2\right) e^{-\epsilon} \cos(2\varphi_m - \Delta_{2m} + \Delta_{1m}) - 2r_{1m}r_{2m} \left(1 - e^{-2\epsilon}\right) \cos 2\Delta_{1m},$$

$$B = \left(1 - r_{1m}^2 r_{2m}^2\right) \left(1 + r_{1m}^2 r_{2m}^2 e^{-2\epsilon} + 2r_{1m}r_{2m} e^{-\epsilon} \cos(2\varphi_m - \Delta_{1m} - \Delta_{2m})\right),$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_m h_m = \varphi_m,$$

$$\epsilon = 2(\varphi_m \gamma_m + |Z_{m-1}| \varphi_{m-1} \gamma_{m-1}),$$

$$Z_m = \frac{L_1 L_4 \sin(2\varphi_m - \Delta_{2m}) - L_2 L_3 \cos(2\varphi_m - \Delta_{2m}) - L_2 L_4}{(L_3 + L_4 \cos(2\varphi_m - \Delta_{2m}))^2 + (L_1 - L_2 \sin(2\varphi_m - \Delta_{2m}))^2},$$

где

$$\begin{aligned} L_1 &= r_{1m} (1 - r_{2m}^2) \sin \Delta_{1m}, \\ L_2 &= r_{2m} (1 - r_{1m}^2), \\ L_3 &= r_{1m} (1 + r_{2m}^2) \cos \Delta_{1m}, \\ L_4 &= r_{2m} (1 + r_{1m}^2). \end{aligned}$$

Член Z_m возникает из-за флуктуаций фазы Δ_2 на задней границе слоя с номером m , которые зависят от параметров предыдущего слоя. Именно поэтому этот член входит в определение ϵ с номером $m - 1$. Для дальнейшего полезно определить флуктуации фазы пропускания δ_m из системы (4). Эта величина принимает вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_{1m} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_m h_m \gamma_m (1 - 2Z_{1m}) + \\ &+ \frac{2\pi}{\lambda} n_{m-1} h_{m-1} \gamma_{m-1} Z_{1m} Z_{m-1}, \end{aligned}$$

где

$$Z_{1m} = \frac{r_{1m}^2 r_{2m}^2 + r_{1m} r_{2m} \cos(2\varphi_m - \Delta_{1m} - \Delta_{2m})}{1 + r_{1m}^2 r_{2m}^2 + 2r_{1m} r_{2m} \cos(2\varphi_m - \Delta_{1m} - \Delta_{2m})}.$$

После доведения расчета до последнего слоя покрытия мы получаем отраженную от верхней границы и проходящую через покрытие волны с флуктуирующим волновым фронтом. Для отраженной волны флуктуации волнового фронта сохранились за счет флуктуаций (шероховатости) наружной поверхности покрытия и флуктуаций фазы Δ отраженной волны. Для проходящей волны положение аналогично, но существенны уже флуктуации на границе с подложкой. Для получения полных коэффициентов отражения и пропускания необходимо дополнительное усреднение по волновому фронту отраженной и прошедшей волн. В этом случае целесообразно считать процесс гауссовым, что дает [19]:

$$R \rightarrow R \exp\left(-\frac{8\pi^2 \sigma_N^2}{\lambda^2} - \frac{1}{2} Z_N^2 \epsilon_N^2\right), \quad (6)$$

$$T \rightarrow T \exp\left(-\frac{2\pi^2 (n_1 - n_0)^2 \sigma_0^2}{\lambda^2} - \frac{1}{2} \sum_1^N \epsilon_{1m}^2\right). \quad (7)$$

Здесь N – общее число слоев в покрытии, σ_0 – шероховатость поверхности подложки, σ_N – шероховатость наружной поверхности покрытия.

Выражения (6) и (7) описывают полные коэффициенты отражения и пропускания света многослойным интерференционным покрытием с учетом рассеяния на неровных границах. Экспоненциальные множители в (6) и (7) учитывают именно рассеяние излучения как в отраженной волне, так и в проходящей через покрытие. В этом случае нет необ-

ходимости во введении поверхностных потерь по [15] или введения дополнительных поверхностных слоев [16], учитывающих рассеяние на межслойных границах, так как рассеяние в отраженной и проходящей волнах учитывается автоматически.

Приведенные выражения дают возможность провести расчет коэффициентов отражения и пропускания системы слоев с шероховатыми границами. Приведенные формулы не учитывают поглощения в объеме сред и не учитывают поверхностное поглощение. Это учитывается сравнительно просто [7, 13, 15] и не вызывает каких-либо затруднений при расчете, но прибавляет громоздкости в получаемых выражениях.

Используя полученные выражения для коэффициентов отражения и пропускания, мы провели математическое моделирование процесса отжига указанного выше покрытия. В результате проведенных расчетов оказалось, что эффект, получаемый в эксперименте, достигается за счет уменьшения пористости слоев кварца при одновременном небольшом уменьшении шероховатости межслойных поверхностей. Уплотнение всех пленок сопровождается уменьшением их геометрической толщины, что приводит в конечном итоге к уменьшению оптической толщины и сдвигу фильтра в коротковолновую область спектра. Физически это очевидно. Повышение температуры при отжиге ведет к снижению внутреннего трения, и система быстро приходит к равновесному состоянию. При этом необходимо учитывать и силовое воздействие внутренних напряжений в покрытии, которое способствует ускорению подобных процессов. Полученные результаты не противоречат подробному рассмотрению процессов отжига пленок [20], что позволяет считать изложенные представления правильными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазарева Л.Д., Валидов М.А. К вопросу о старении интерференционных фильтров // ЖПС. 1970. Т. 12. № 1. С. 72–75.
2. Фурман Ш.А. Тонкослойные оптические покрытия. Л.: Машиностроение, 1977. 264 с.
3. Лазарева Л.Д., Несмелов Е.А. Влияние термообработки на положение максимума прозрачности интерференционных фильтров // ЖПС. 1972. Т. 16. № 1. С. 143–147.
4. Лазарева Л.Д., Марциновский В.А. Термоуправляемый светофильтр // ЖПС. 1972. Т. 16. № 5. С. 925–927.
5. Александров Л.Н. Кинетика кристаллизации и перекристаллизации полупроводниковых пленок. Новосибирск: Наука, 1985. 224 с.
6. Машин А.И., Ершов А.В., Хохлов Д.А. Влияние условий получения и отжига на оптические свойства аморфного кремния // ФТП. 1998. Т. 32. № 7. С. 879–881.

7. Розенберг Г.В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: ГИФМЛ, 1958. 570 с.
8. Голубева Г.И., Гарина Л.А., Васильева Л.В. Характеристики интерференционных фильтров в наклонных и сходящихся лучах // ОМП. 1969. № 5. С. 49–53.
9. Валидов М.А., Винокуров Л.Г., Конюхов Г.П. О закономерностях изменения оптических свойств многослойных покрытий при наклонном падении излучения // ЖПС. 1981. Т. 35. № 5. С. 891–894.
10. Handbook of Optical Constants of Solids // Ed. by E.D. Palik. Academic Press, Inc., 1985.
11. Панасенко Б.В., Гусев А.Г., Гайнутдинов И.С., Несмелов Е.А., Тагиров Р.Б. Расчет оптических постоянных тонких пленок с учетом шероховатости поверхности и ширины спектра зондирующего излучения // ЖПС. 1980. Т. 32. № 4. С. 681–683.
12. Несмелов Е.А., Гусев А.Г., Иванов О.Н., Матишина Н.П. Метод расчета оптических постоянных тонких диэлектрических пленок // ОМП. 1991. № 9. С. 27–29.
13. Кард П.Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных пленок. Таллин, Валгус, 1971. 235 с.
14. Муранова Г.А. Исследование микропористости тонких пленок и ее влияние на оптические характеристики одиночных слоев и многослойных интерференционных систем. Автореферат дис. Л.: ГОИ, 1976.
15. Троицкий Ю. В. Проводящая поверхность как модель для описания потерь на границах слоев диэлектрического многослойника // Опт. и спектр. 1988. Т. 64. В. 1. С. 140–145.
16. Carniglia C.K., Jensen D.G. Single-layer model for surface roughness // Appl. Opt. 2002. V. 41. № 16. P. 3167–3171.
17. Лазарева Л.Д., Несмелов Н.А., Ахмадеев М.Х. Влияние внешних воздействий на локальную прозрачность узкополосных фильтров // ЖПС. 1974. Т. 20. В. 6. С. 1071–1075.
18. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: Издательский центр "Издательство МГУ", 1947. 168 с.
19. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980. 236 с.
20. Александров Л.Н. Кинетика кристаллизации и перекристаллизации полупроводниковых пленок. Новосибирск, Наука, 1985. 224 с.