

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ

А. Г. Жиглинский и Э. С. Путилин

В работе рассматривается вопрос о придании четвертьволновым диэлектрическим зеркалам дополнительных функций, связанных с формированием волнового фронта отраженной световой волны (без ухудшения отражающих свойств покрытия). Теоретически и экспериментально показано, что волновой фронт можно формировать при отражении световой волны от четвертьволнового зеркала с переменной по радиусу толщиной. Такие зеркала получены в обычной установке с двойным вращением подложки. Геометрия испарительной установки специально рассчитывалась. В качестве примера формирования волнового фронта показано, что экспериментально можно получить зеркала, у которых отклонение от плоскости в 5—6 раз меньше, чем отклонение поверхности подложек от плоскости.

Интерференционные диэлектрические покрытия нашли широкое применение при создании зеркал с малым поглощением. При этом диэлектрические покрытия выполняют только функции отражателей. Интересно выяснить, нельзя ли одновременно придать им дополнительные функции, например, исправление дефектов подложки, исправление аберраций, получение длиннофокусных сферических и параболических зеркал и другие, связанные с формированием фронта световой волны. При этом необходимо, разумеется, чтобы присоединение второй функции не привело к уменьшению коэффициента отражения интерференционных покрытий.

Исправлению формы поверхности подложки и формы волнового фронта отраженного излучения посвящен ряд работ [1-4]. Из этих работ следует, что точность исправления поверхности подложки лимитируется необходимостью контроля толщины слоя с показателем преломления, близким показателю преломления подложки. В результате точность исправления формы подложки не превышала 0.05 полосы [2, 3]. Исправлению поверхности волнового фронта отраженного излучения путем изменения толщины одного из слоев зеркала, предпринятому в работах [1, 4], сопутствует изменение коэффициента отражения. Так, например, в работе [4] при деформации волнового фронта на 0.06 полосы коэффициент отражения изменялся от 93.5 до 72%. Следует также отметить, что применявшаяся ранее техника формирования слоев переменной толщины с помощью набора диафрагм весьма громоздка.

В излагаемой работе решается задача формирования плоской волновой поверхности с помощью интерференционного покрытия, нанесенного на подложку, поверхность которой обладает осевой симметрией.

Мы предлагаем формировать плоский волновой фронт путем нанесения четвертьволнового зеркала с переменной по радиусу толщиной. При этом соотношение между толщинами слоев зеркала не зависит от радиуса, а толщина самих слоев зависит, т. е.

$$\frac{n_j d_j}{n_{j+1} d_{j+1}} \Big|_{\rho} = \text{const}, \quad n_j d_j \Big|_{\rho} = f(\rho). \quad (1)$$

Здесь n_j — показатель преломления j -го слоя, d_j — толщина j -го слоя, ρ_0 — радиус зеркала, ρ — текущий радиус.

Рассчитаем изменение формы волнового фронта световой волны, отраженной от интерференционного зеркала со слоями переменной толщины. Пусть на зеркало падает излучение, поверхность постоянной фазы которой плоская. Тогда фаза волны, отраженной в некоторой точке зеркала с координатой ρ (точка M на рис. 1), будет равна

$$\varepsilon(\rho) = 2l(\rho) \frac{2\pi}{\lambda} + \psi(\rho) + \psi(0), \quad (2)$$

где $l(\rho)$ — расстояние между границей раздела воздух — первый слой диэлектрического зеркала и поверхностью NN' постоянной фазы $\psi(0)$ — падающей волны, отсчитываемое вдоль луча, λ — длина волны, $\psi(\rho)$ — разность фаз между отраженной и падающей световыми волнами на границе раздела воздух—зеркало.

Если толщина слоев зависит от координаты ρ , то разность фаз $\varepsilon(\rho) - \varepsilon(0) \equiv \Delta\varepsilon(\rho)$ в различных точках фронта отраженной волны для неплоской поверхности подложки равна (рис. 1)

$$\Delta\varepsilon(\rho) = 2 [\Delta l'(\rho) + \Delta l''(\rho)] \frac{2\pi}{\lambda} + \Delta\psi(\rho), \quad (3)$$

где $\Delta\psi(\rho) \equiv \psi(\rho) - \psi(0)$ — изменение вдоль радиуса скачка фаз на границе воздух—зеркало при отражении; $\Delta l'(\rho) \equiv l'(\rho) - l'(0)$ — изменение расстояния l , связанное с отклонением поверхности подложки от плоскости; $\Delta l''(\rho) \equiv l''(\rho) - l''(0)$ — изменение расстояния l , связанное с изменением толщины зеркального покрытия.

Найдем величины, входящие в формулу (3). Для зеркал с нечетным числом слоев k

$$\Delta l''(\rho) = \left[\frac{k-1}{2} \frac{\lambda_0}{4n_1} + \frac{k+1}{2} \frac{\lambda_0}{4n_2} \right] \frac{\Delta t(\rho)}{t(0)}. \quad (4)$$

Здесь λ_0 — длина волны, на которую изготовлено четвертьволновое зеркало, n_1 и n_2 — показатели преломления материалов слоев,

$$\frac{\Delta t(\rho)}{t(0)} = \frac{n_j d_j(\rho) - n_j d_j(0)}{n_j d_j(0)}. \quad (5)$$

Знак и величина $\Delta\psi(\rho)$ могут быть определены при помощи расчетов по методу, изложенному в работах [5, 6]. При расчете предполагалось, что первый и последний слои образованы сернистым цинком. Показатели преломления сернистого цинка и криолита в четвертьволновых слоях определялись экспериментально и при наших условиях напыления слоев оказались равными 2.20 и 1.38 соответственно. Оказывается, что знаки $\Delta\psi(\rho)$ и $\Delta l'(\rho)$ совпадают, а знак $\Delta l''(\rho)$ противоположный. Кроме того, $\Delta\psi(\rho)$ [так же как и $\Delta l''(\rho)$, см. (4)] в области максимума отражения диэлектрических зеркал является примерно линейной функцией $\Delta t(\rho)/t(0)$ [8]

$$\Delta\psi(\rho) = a \frac{\Delta t(\rho)}{t(0)}. \quad (6)$$

Подставив (4) и (6) в (3) и учтя их знаки, получим

$$\Delta\varepsilon(\rho) = 2\Delta l'(\rho) \frac{2\pi}{\lambda} - \left[\left(\frac{k-1}{2n_1} + \frac{k+1}{2n_2} \right) \frac{\pi\lambda_0}{\lambda} + a \right] \frac{\Delta t(\rho)}{t(0)} \equiv \Delta\varepsilon_1(\rho) - \Delta\varepsilon_2(\rho). \quad (7)$$

Здесь $\Delta\varepsilon_1(\rho)$ описывает влияние подложки, а $\Delta\varepsilon_2(\rho)$ влияние интерференционного покрытия на волновой фронт.

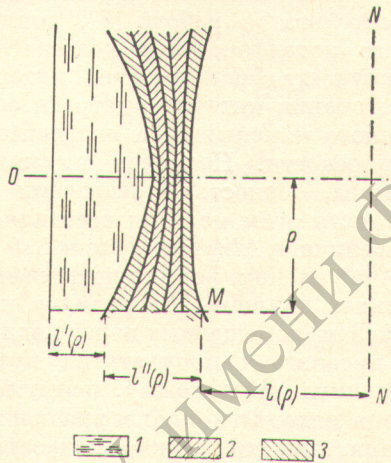


Рис. 1. К выводу формулы (3).

OO' — ось симметрии, NN' — волновой фронт падающей волны.
1 — подложка, 2 — слой с низким показателем преломления, 3 — слой с высоким показателем преломления.

Итак, мы рассчитали изменение формы волнового фронта при отражении от четвертьволнового зеркала. Измерив величину $\Delta l'(\rho)$ как функцию радиуса подложки и напылив зеркало, меняющее толщину вдоль радиуса подложки по рассчитанному с помощью (7) закону, мы можем получить фронт отраженного излучения любой заданной наперед формы $\Delta \varepsilon(\rho)$.

Для этого нам необходимо знание величины $\Delta l'(\rho)$. Измерение данной величины осуществлялось в схеме, состоявшей из газоразрядного источника света, монохроматора предварительного разложения, интерферометра Фабри—Перо в барокамере и круглой диафрагмы, выделявшей центральное пятно интерференционной картины. Световой поток за диафрагмой регистрировался фотоэлектрически. В качестве одного из зеркал интерферометра бралась исследуемая подложка, в качестве другого — зеркало с коэффициентом отражения $\cong 95\%$ и известным $\Delta \varepsilon(\rho)$. Как следует из результатов работы [7], контрастность интерференционной картины такого интерферометра должна быть около 2. Перемещая небольшую круглую диафрагму перед интерферометром мы наблюдали изменение пропускания интерферометра и связывали его со смещением интерференционного максимума, а последнее с отклонением поверхности подложки от плоскости. Несмотря на малую контрастность интерференционной картины, точность определения отклонения поверхности подложки от плоскости этим методом составляет величину $1 : 2 \cdot 10^{-2} \lambda$. По измеренной величине $\Delta l'(\rho)$ из (7) при $\Delta \varepsilon(\rho) = 0$ вычислялись необходимые значения $\Delta t(\rho)/t(0)$ пленок, формирующих зеркало. Такие пленки с заданным распределением толщины по радиусу покрытия ранее получались с помощью диафрагм, помещаемых перед подложкой на время напыления зеркала [1-3]. Мы предлагаем получать их путем испарения из маленького плоского источника на подложку, испытывающую двойное вращение. Если испаритель находится на оси вращения приемной поверхности, параллельной испарителю, то можно показать, что толщина слоя в точке подложки с координатой ρ может быть определена из следующего соотношения:

$$t(\rho) = \frac{\beta v h^2}{2\pi g \omega} \int_0^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{P^2(\varphi)}, \quad (8)$$

где

$$P^2(\varphi) = r^2 + h^2 + \rho^2 + 2r\rho \cos(\alpha\varphi + \varphi_1 - \gamma_1).$$

Здесь β — отношение числа атомов, осажденных на подложке, к числу атомов, попавших на подложку, v — скорость испарения вещества в г/сек., g — плотность слоя в г/см³, ω — угловая скорость вращения приемной поверхности, h — расстояние от испарителя до приемной поверхности по нормали, r — расстояние между осями вращения приемной поверхности и подложки, α — отношение угловой скорости вращения подложек к угловой скорости приемной поверхности, φ и γ — углы поворота приемной поверхности и подложки соответственно, φ_1 и γ_1 — значение углов φ и γ в момент начала испарения, φ_0 — угол, на который повернется приемная поверхность за время испарения.

Выражение (8) может быть проинтегрировано по периоду подынтегральной функции. Последний равен 2π для целых α и $2\pi/\alpha$ для $\alpha = 1/m$, где m — целое число. Толщина слоя $t'(\rho)$, напыленного за время, соответствующее n периодам подынтегральной функции, оказывается равной:

$$t'(\rho) = \frac{\beta v h^2}{2\pi g \omega} n \frac{r^2 + h^2 + \rho^2}{[(r + \rho)^2 + h^2]^{3/2} [(r - \rho)^2 + h^2]^{3/2}}. \quad (9)$$

Отсюда видно, что распределение толщины, $t'(\rho)$ вдоль радиуса подложки обладает осевой симметрией, так как функция (9) четная. Расчеты показали, что максимальное значение отклонения толщины слоя от величины $t'(\rho)$ вследствие того, что в реальных условиях время напыления может соответствовать нецелому числу периодов подынтегральной функ-

ции, не должно превышать: $\Delta t'(\rho)/t_0 \leq 1/2n$. В нашем эксперименте $n=100-150$ и $\Delta t'(\rho)/t(\rho)=0.2\%$, что соответствует искривлению волнового фронта отраженного от семислойного зеркала на величину ≤ 0.005 полосы. Эта величина ограничивает точность, с которой можно в наших экспериментальных условиях выполнять расчеты по (9) и (7), т. е. точность расчетов формирования волнового фронта. Итак, с указанной точностью можно считать $t=t'$.

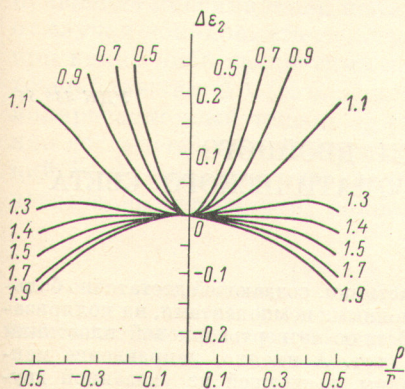


Рис. 2. Зависимость и изменение разности фаз $\Delta \varepsilon_2(\rho)$ семислойного зеркала при двойном вращении. Около кривых указаны значения отношения (h/r) . $\Delta \varepsilon_2(\rho)$ выражено в долях полосы.

Результат расчета изменения разности фаз $\Delta \varepsilon_2(\rho)$ с помощью (9) и [8] представлен на рис. 2. Как видно из этого рисунка, изложенным

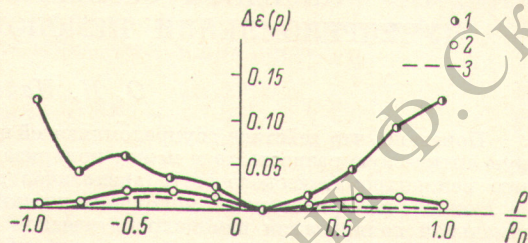


Рис. 3. Исправление волнового фронта $\Delta \varepsilon(\rho)$ излучения, отраженного от диэлектрического зеркала.

1 — до исправления, 2 — после исправления (эксперимент), 3 — после исправления (расчет). $\Delta \varepsilon(\rho)$ выражено в долях полосы.

способом можно формировать волновой фронт различной кривизны. Нас интересовало получение плоского волнового фронта, когда $\Delta \varepsilon(\rho)=0$. С помощью (7) мы рассчитывали необходимое для выполнения этого условия $\Delta \varepsilon_2(\rho)$ и по рис. 2 выбирали наиболее подходящие условия напыления корректирующего зеркала. После напыления корректирующего зеркала на установке аналогичной [3] измерялся полученный профиль волнового фронта излучения, отраженного от зеркала. Один из результатов таких экспериментов по исправлению волнового фронта излучения, отраженного от зеркала с несовершенной подложкой, изображен на рис 3. Как видно из этого рисунка, удастся уменьшить отклонение волнового фронта от плоскости в шесть раз. Совпадение экспериментально полученного профиля волнового фронта и рассчитанного по формуле (7) и графику рис. 2 удовлетворительное.

Литература

- [1] G. Коррелманн. *Optik*, 18, 358, 1961.
- [2] G. Коррелманн, W. Воßкühler. *Optik*, 23, 181, 1965.
- [3] K. Krebs. *Optik*, 18, 349, 1961.
- [4] E. Pelletier, R. Chabbol, P. Giasomo. *J. de Phys.*, 25, 275, 1964.
- [5] Г. В. Розенберг. *Оптика тонкослойных покрытий*, М., 1958.
- [6] П. Х. Бернинг. *Физика тонких пленок*, 1, 97, 1967.
- [7] М. П. Чайка, К. Ф. Фулинская. *Опт. и спектр.*, 22, 321, 1967.
- [8] И. А. Шкляревский, Е. А. Лупашко. *Опт. и спектр.*, 21, 481, 1966.

Поступило в редакцию 23 июня 1971 г.