

## ЛАЗЕРНЫЕ ЗЕРКАЛА С ПЕРЕМЕННОЙ ПО ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА ФАЗОЙ ОТРАЖЕННОГО ВОЛНОВОГО ФРОНТА

© 2008 г. Л. А. Губанова, канд. техн. наук

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: La7777@mail.ru

Рассмотрено формирование волнового фронта отраженной волны в зависимости от характера распределения толщины слоев, входящих в состав лазерных зеркал. Показано, что при уменьшении толщины слоев от центра к краю формируется расходящаяся или сходящаяся волна, радиус кривизны которой определяется количеством, показателями преломления и толщиной слоев, а также распределением толщины диэлектрического слоя (слоев) по поверхности оптического элемента и количеством градиентных слоев, формирующих отражающее покрытие.

Код OCIS: 310.0310.

Поступила в редакцию 27.11.2007.

При разработке различных когерентно-оптических систем возникает необходимость преобразования волнового фронта (ВФ) излучения. Некоторые методы коррекции ВФ и усиление яркости изображения при нелинейно-оптическом взаимодействии описаны в литературе. Так, в работе [1] для создания диаграммы направленности лазерного пучка предлагается использовать фазово-контрастный интерферометр совместно с тонким слоем прозрачной нелинейной среды. С этой же целью в работах [2, 3] предлагается использовать схемы, основанные на явлении самофокусировки и самодефокусировки света для коррекции ВФ и управления им. В данной работе для коррекции ВФ предлагается использовать градиентные диэлектрические системы, изготовленные на плоских оптических элементах.

Для диэлектрических, металлодиэлектрических систем и металлических слоев изменение коэффициента отражения по поверхности оптического элемента, зависящее от изменения толщины слоев (слоя), вызовет одновременную деформацию ВФ как отраженного, так и прошедшего излучения. Рассмотрим задачу формирования ВФ излучения, отраженного градиентным покрытием, содержащим один градиентный слой (ГС), нанесенный на просветляющее покрытие. Пусть распределение толщины ГС по поверхности оптического элемента имеет осевую симметрию, что наиболее часто реализуется в лазерных системах (резонаторах лазеров). Для удобства рассмотрения введем цилиндрическую систему координат (рис. 1), расположенную так, что ее начало находится на центре (или оси симметрии) подложки. Падающее излучение распространяется вдоль оси  $OO'$ , совпадающей с осью  $Oz$ . Выбранный случай соответствует распростра-

нению излучения в интерферометрах, резонаторах оптических квантовых генераторов, а также в большинстве оптических систем, работающих в параксиальных пучках. Для выбранного случая толщина ГС является функцией радиальной координаты  $\rho$ , т. е.

$$n_1 t_1 = f(\rho), \quad (1)$$

для других слоев  $n_i t_i = \text{const}$ .

Здесь  $n_1, t_1$  – показатель преломления и толщина ГС;  $n_3, t_3$  и  $n_2, t_2$  – показатели преломления и толщины слоев просветляющего покрытия;  $f(\rho)$  – функция, характеризующая распределение толщины ГС по поверхности оптической детали.

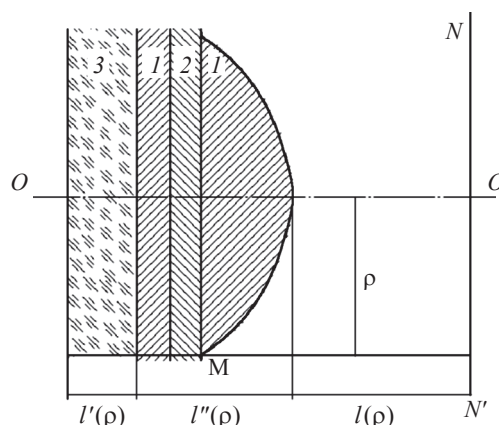


Рис. 1. Формирование ВФ.  $OO'$  – ось симметрии подложки,  $NN'$  – ВФ падающей волны, 1 – слой с высоким показателем преломления, 2 – слой с низким показателем преломления, 3 – подложка.

Рассмотрим, как изменяется форма ВФ световой волны, отраженной от интерференционной диэлектрической системы, содержащей слой переменной толщины. Пусть на диэлектрическую систему, образованную слоями с чередующимися показателями преломления пленок, падает излучение с плоской поверхностью и постоянной фазой. Тогда фазу волны, отраженной в некоторой точке покрытия с координатой  $\rho$  на поверхность  $NN'$  (точка  $M$  на рис. 1), можно выразить как [4]

$$\Sigma(\rho) = 2l(\rho) \frac{2\pi}{\lambda} + \psi_0 + \psi(\rho), \quad (2)$$

где  $l(\rho)$  – расстояние между границей раздела воздух–первый слой диэлектрической системы и поверхностью  $NN'$  постоянной фазы  $\psi_0$  падающей волны, отсчитываемое вдоль направления падения;  $\lambda$  – длина волны,  $\psi(\rho)$  – разность фаз между отраженной и падающей световыми волнами на границе раздела воздух–диэлектрическая система.

Если толщина слоев зависит от координаты  $\rho$ , то разность фаз  $\Delta\psi(\rho)$  в различных точках фронта отраженной волны для плоской поверхности подложки составит (рис. 1)

$$\Delta\psi(\rho) = \psi(\rho) - \psi(0), \quad (3)$$

а форма ВФ будет определяться из выражения

$$\Delta\Sigma(\rho) = 2\Delta l''(\rho) \frac{2\pi}{\lambda} + \Delta\psi(\rho), \quad (4)$$

где  $\Delta l''(\rho) = l''(\rho) - l''(0)$  – изменение расстояния  $l(\rho)$ , связанное с изменением толщины диэлектрической системы.

Будем считать, что при  $\Delta\Sigma(\rho) < 0$  фронт отраженной волны сходящийся, а при  $\Delta\Sigma(\rho) > 0$  расходящийся.

Найдем значения величин, входящих в формулу (4). Для ГС  $\Delta l''(\rho)$  можно определить из соотношения

$$\Delta l''(\rho) = \frac{\lambda}{2n_1} (\varphi_{\max} - \varphi(\rho)), \quad (5)$$

где  $\lambda$  – рабочая длина волны,  $n_1$  – показатель преломления ГС,  $\varphi_{\max}$  – максимальная фазовая толщина слоя,  $\varphi(\rho)$  – фазовая толщина слоя в рассматриваемой точке.

Фаза отраженного излучения, как известно [4], определяется из соотношения  $\psi(\rho) = \text{arg}r(\rho)$ , где  $r(\rho)$  – амплитудный коэффициент отражения диэлектрической системы, содержащей ГС.

При матричном описании интерференционной системы [1] амплитудный коэффициент отражения может быть определен как

$$r = \frac{(n_0 m_{11} - n_m m_{22}) + i(n_0 n_m m_{12} - m_{21})}{(n_0 m_{11} + n_m m_{22}) + i(n_0 n_m m_{12} + m_{21})}. \quad (6)$$

Следовательно, на распределение отраженного ВФ будут оказывать влияние распределение толщины ГС, показатель преломления материала, из которого он изготовлен, разность между толщиной слоя в максимуме и в рассматриваемой точке на поверхности оптической детали, количество и структура слоев, формирующих данное покрытие.

При формировании градиентного покрытия, состоящего из одного слоя с показателем преломления  $n_1$ , на оптической детали, изготовленной из материала с показателем преломления  $n_m$  с заданным распределением толщины слоя  $t(\rho)$  или распределением фазовой толщины  $\varphi(\rho)$ , амплитудный коэффициент отражения определяется как

$$r(\rho) = \frac{(n_0 - n_m) \cos\varphi_1(\rho) + i(n_0 n_m n_1^{-1} - n_1) \sin\varphi_1(\rho)}{(n_0 + n_m) \cos\varphi_1(\rho) + i(n_0 n_m n_1^{-1} + n_1) \sin\varphi_1(\rho)}. \quad (7)$$

Фаза отраженного излучения для рассматриваемого случая определяется из соотношения

$$\begin{aligned} \psi(\rho) = \\ = \text{arg} \text{tg} \frac{2n_1 n_0 (n_m^2 - n_1^2) \text{tg}\varphi(\rho)}{n_1^2 (n_0^2 - n_m^2) - [(n_0 n_m)^2 - (n_1^2)^2] \text{tg}^2\varphi(\rho)}. \end{aligned} \quad (8)$$

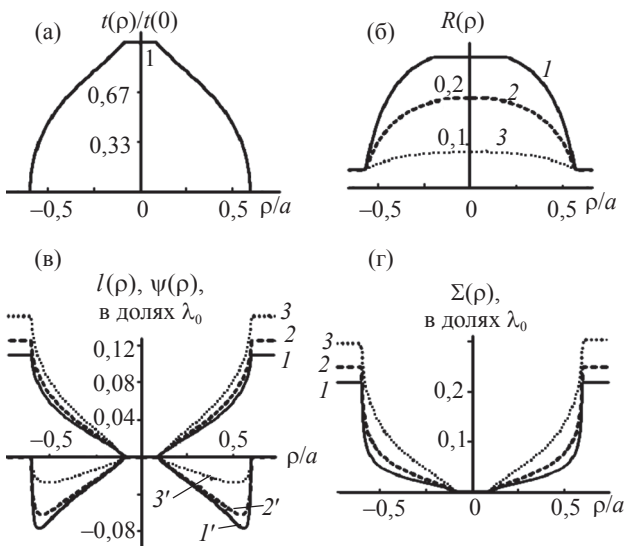
Для определения характера изменения этой функции необходимо найти ее первую производную

$$\begin{aligned} \frac{\partial\psi(\rho)}{\partial\rho} = & \left[ 1 + \left[ \frac{n_0 n_m - n_1^2}{n_1 (n_0 - n_m)} \right]^2 \text{tg}^2\varphi(\rho) \right]^{-1} \times \\ & \times \left[ 1 + \left[ \frac{n_0 n_m + n_1^2}{n_1 (n_0 + n_m)} \right]^2 \text{tg}^2\varphi(\rho) \right]^{-1} \times \\ & \times \frac{1}{\cos^2\varphi(\rho)} \left[ \frac{n_0 n_m - n_1^2}{n_1 (n_0 - n_m)} - \frac{n_0 n_m + n_1^2}{n_1 (n_0 + n_m)} \right] \times \\ & \times \left[ 1 - \frac{n_0 n_m + n_1^2}{n_1 (n_0 + n_m)} \frac{n_0 n_m - n_1^2}{n_1 (n_0 - n_m)} \text{tg}^2\varphi(\rho) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

После анализа (9) становится ясно, что первая производная обращается в нуль при фазовой толщине  $\varphi(\rho)$ , определяемой выражением

$$\text{tg}^2\varphi(\rho) = \frac{n_0 n_m + n_1^2}{n_1 (n_0 + n_m)} \frac{n_0 n_m - n_1^2}{n_1 (n_0 - n_m)}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что функция изменения фазы отраженного излучения будет иметь экстремум при



**Рис. 2.** Влияние показателя преломления материала ГС на формирование ВФ отраженной волны при  $n_1 > n_m$ . Распределения геометрической толщины – а, коэффициента отражения – б, разности хода ( $I-3$ ) и фазы отраженного излучения ( $I'-3'$ ) по поверхности оптической детали – в; форма отраженного ВФ – г.  $1 - n_1 = 2,30$ ,  $2 - n_2 = 2,00$ ,  $3 - n_1 = 1,65$ ,  $n_m = 1,51$ . Условия формирования ГС:  $H = 2,2$ ,  $a = 1$ ,  $r = 0,27$ ,  $h = 0,45$ .

$n_1 > \sqrt{n_0 n_m}$ , при  $n_1 < \sqrt{n_0 n_m}$  это будет плавная функция без экстремумов.

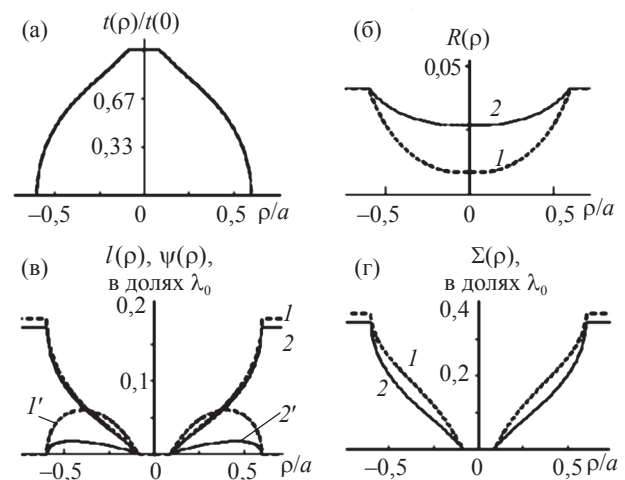
Ниже представлены рисунки, иллюстрирующие формирование фронта отраженного излучения для различных соотношений между показателями преломления подложки и пленкообразующего материала ГС.

Влияние показателя преломления материала, формирующего ГС при  $n_1 > n_m$ , на характер распределения разности хода, на формирование фазы отраженного излучения и формы отраженного ВФ иллюстрирует рис. 2. Как видно из этого рисунка, на формирование формы отраженного ВФ большее влияние оказывает разность хода отраженных лучей. С уменьшением показателя преломления форма отраженного ВФ в большей степени определяется не фазовым откликом, а разностью хода, возникающей вследствие изменения толщины градиентного слоя, поэтому его форма становится похожей на форму распределения геометрической толщины слоя.

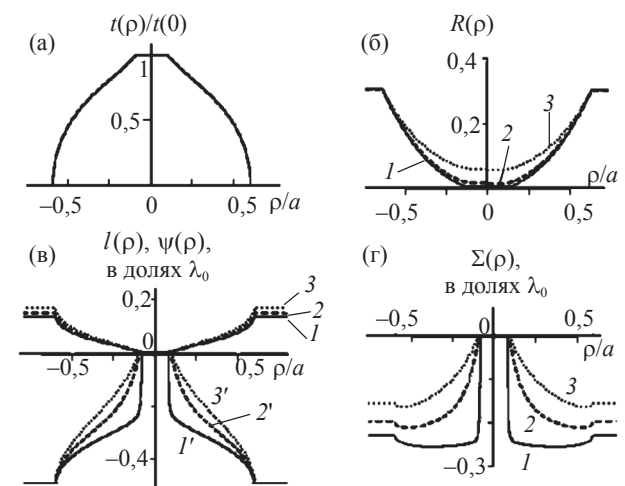
Влияние показателя преломления материала, формирующего ГС, на те же характеристики при условии  $n_1 < n_m$  иллюстрирует рис. 3. Здесь, как видно из рисунка, разность фаз оказывает большее влияние на формирование формы отраженного излучения. Кроме того, в отличие от случая, когда  $n_1 > n_m$  (см. рис. 2), коэффициент отражения в цент-

ре оптического элемента (при максимальной толщине слоя) имеет минимальное значение.

Изменение энергетических и фазовых характеристик отраженного излучения при падении света на слой с показателем преломления  $n_1 \leq \sqrt{n_0 n_m}$  иллюстрирует рис. 4. Как видно из этого рисунка, при  $n_1 = \sqrt{n_0 n_m}$  коэффициент отражения в центре детали при максимальной толщине слоя  $0,25\lambda_0$  равен нулю; при  $n_1 < \sqrt{n_0 n_m}$  коэффициент отражения в центре детали возрастает. Волновой фронт отраженного излучения соответствует плоскому в центре элемента и слабосходящемуся в периферийной зоне.



**Рис. 3.** Влияние показателя преломления материала ГС на формирование ВФ отраженной волны при  $n_1 < n_m$ , но  $n_1 > \sqrt{n_0 n_m}$ . Пояснения а, б, в, г и условия формирования ГС – см. подпись к рис. 2.



**Рис. 4.** Влияние показателя преломления материала ГС на формирование ВФ отраженной волны при  $n_1 > \sqrt{n_0 n_m}$ . Пояснения а, б, в, г и условия формирования ГС – см. подпись к рис. 2.

Влияние максимальной толщины градиентного слоя, нанесенного в центре оптического элемента, на формирование ВФ отраженной волны показано на рис. 5. Как видно из этого рисунка, с уменьшением максимальной толщины слоя разность хода, определяемая различием толщин слоев в центре и на краях, существенно уменьшается, как и разность фаз между падающим и отраженным излучением. В соответствии с этим форма ВФ также слабо зависит от распределения толщины слоя по поверхности детали. При этом, как и в случае  $n_1 > n_m$ , формируется сходящийся ВФ при условии, что толщина слоя уменьшается от центра к краю.

Рассмотрим ситуацию, когда на просветленной поверхности расположены не один, а несколько слоев с меняющейся по поверхности толщиной. Просветляющая система содержит два четвертьволновых слоя, образованных слоями, у которых показатели преломления удовлетворяют условию  $n_0 n_k^2 = n_m n_{k-1}^2$ .

Фазовые и энергетические характеристики диэлектрических систем, состоящих из просветляющего покрытия с нанесенными на него четвертьволновыми зеркалами, приведены на рис. 6. Четвертьволновые зеркала сформированы из 3, 5 и 7 слоев, толщина которых уменьшается от центра к краю оптического элемента. Толщина слоев в центре оптического элемента равна  $0,25\lambda_0$ , а на краю – соответствует первому нулевому отражению коэффициента отражения четвертьволнового зеркала в зависимости от толщины слоев при их одновременном изменении. Как видно из этого рисунка,

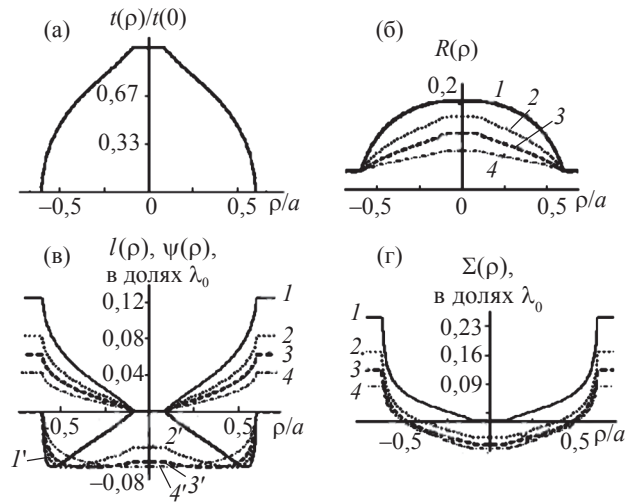
- коэффициент отражения четвертьволновых зеркал в центре оптического элемента зависит от числа слоев, входящих в состав зеркала, и составляет для 3-слойного покрытия 0,74, 5-слойного – 0,89, 7-слойного – 0,954;

- волновой фронт отраженного излучения соответствует плоской волне в центре детали, расходящейся – на большей части оптического элемента и слабосходящейся – на краю. Отклонение ВФ от плоскости составляет  $0,06\lambda_0$  для 3-слойного,  $0,12\lambda_0$  для 5-слойного и примерно  $0,2\lambda_0$  для 7-слойного четвертьволнового зеркала.

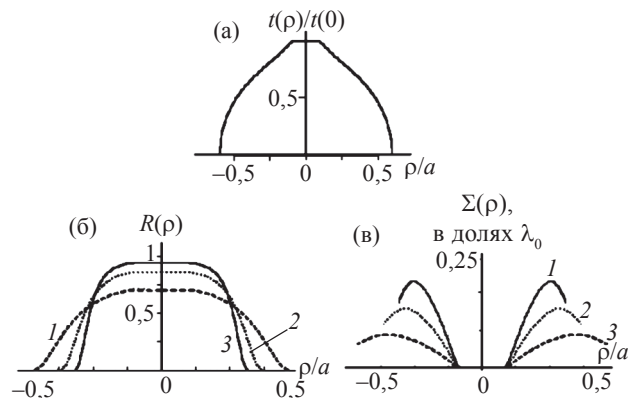
На основании проведенной работы можно сделать выводы:

- градиентные четвертьволновые системы, сформированные на просветляющем покрытии, позволяют изменять коэффициент отражения по поверхности оптического элемента от значения, близкого к нулевому, до максимального, определяемого количеством слоев;

- волновой фронт отраженного излучения определяет сходящуюся волну, радиус кривизны кото-



**Рис. 5.** Влияние толщины ГС на формирование ВФ отраженной волны.  $n_1 = 2,00$ ,  $n_m = 1,51$ . Пояснения а, б, в, г и условия формирования ГС – см. подпись к рис. 2. 1 –  $\varphi_{1\max} = \pi/2$ , 2 –  $\pi/3$ , 3 –  $\pi/4$ , 4 –  $\pi/6$ .



**Рис. 6.** Распределения коэффициента отражения и отраженного ВФ по поверхности оптической детали для четвертьволновых градиентных зеркал, сформированных на четвертьволновом просветляющем покрытии. Параметры просветляющего покрытия:  $n_1 = 2,00$ ,  $n_2 = 1,45$ ,  $n_3 = 1,78$ ,  $n_2 d_2 = 0,25\lambda_0$ ,  $n_3 d_3 = 0,25\lambda_0$ . а – распределение геометрической толщины слоев, б – распределение коэффициента отражения, в – форма отраженного ВФ по поверхности оптической детали. 1 – 3, 2 – 5, 3 – 7 градиентных слоев. Условия формирования ГС – см. подпись к рис. 2.

рой также зависит от количества слоев, входящих в состав четвертьволнового зеркала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бобровский А.Н., Левченко Е.Б. Исправление волнового фронта и усиление яркости фазового изображе-

- ния в системе фазово-контрастный интерферометр–нелинейная среда // Квант. электрон. 1992. Т 19. № 6. С. 593–595.
2. Бобровский А.Н., Запяржний Ю.П., Левченко Е.Б., Мильников Г.Д. Коррекция волнового фронта в системе интерферометр–нелинейная среда // Квант. электрон. 1989. Т. 16. № 5. С. 409–411.
4. Бобровский А.Н., Левченко Е.Б., Мильников Г.Д. Двумерное вырожденное смешение двух длин волн в нелинейной среде // Квант. электрон. 1991. Т. 18. № 6. С. 613–615.
5. Губанова Л.А., Путилин Э.С. Интерференционные покрытия, формирующие энергетические и волновые параметры излучения. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2006. 220 с.
-