

# 抗激光薄膜中空间电场分布的分析方法

齐 钰 郑 琪

**摘要:** 本文提出一种新的计算抗激光膜中电场分布的综合性方法。该方法的一个突出特点是不要求计算膜系的反射率及膜层各界面的反射系数和透射系数, 并且, 应用该方法进行薄膜中电场分布的计算不但可以获得电场的平面分布状态, 也可以获得薄膜中电场的三维空间分布状态。此方法在进行膜系中电场分布计算时具有简单性和通用性。

**关键词:** 抗激光膜、电场分布。

## 一、引 言

在抗激光光学薄膜的设计和制备中, 人们所关心的不只是薄膜具有良好的光谱性能, 而且也同时注意到激光膜是否具有较强的抗激光损伤能力。

抗激光损伤能力的大小已经成为评价抗激光膜质量的一个十分重要的参量。理论分析表明, 抗激光膜抗激光损伤能力的大小直接与抗激光膜中电场分布相联系。反之, 抗激光膜中电场强度的大小及分布的合理性, 直接关系到抗激光膜层及其激光元件的质量和使用寿命。因此, 对于抗激光膜内部场强分布的分析和理论研究已成为抗激光膜研究的重要课题。

关于膜层内部场强分布的计算方法已有文献报导。这些方法对于光线垂直入射时膜层中场强分布的分析是足够的, 但在一些情况下, 如抗激光膜膜系结构中具有吸收膜层或具有吸收基底以及倾斜入射激光束情况下, 这些分析场强的方法比较复杂。基于现在激光元件大多数是倾斜使用, 而且为了提高激光反射元件的反射率, 膜层结构中普遍使用了具有吸收特性的金属膜层或者金属基底。所以, 建立起一种可用于分析各种膜系结构及在各种使用条件下场强分布的简便方法是必要的。本文提出一种可用于分析包括金属基底在内的, 在垂直和倾斜入射条件下各种全介质膜、金属膜、金属介质混合膜的场强分布的一种综合性分析方法。应用这种新的方法可以方便地得到膜层中电场的三维空间分布情况及其 $S$ 、 $P$ 电场分量的二维平面分布情况。

## 二、薄膜中场强分析一般方法的描述

常用的薄膜中场强分析和计算的方法是这  
样给出的:

对于一个 $m$ 层结构的多层膜堆, 假设其膜堆的几何结构如图1所示。在该膜堆中有 $m+2$ 种光学介质, 膜层顺序为入射光方向排列, 入射介质折射率为 $n_0$ , 出射介质即膜堆结构的基底材料折射率为 $n_s$ , 并且假定光线为垂直入射, 第 $j$ 层膜的几何厚度为 $d_j$ , 折射率为 $n_j$ 。

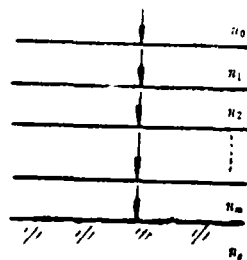


图1 多层膜堆结构及光线传播方向图

如果假设该膜系结构中无吸收材料，则各界面上的反射系数和透过系数均为实数，且为  $r_0, r_1, \dots, r_m$  和  $t_0, t_1, \dots, t_m$ ，入射光电场为  $E_0^+, E_1^+, \dots, E_m^+$ ，反射光场强为  $E_0^-, E_1^-, \dots, E_m^-$ 。则根据电磁场理论及薄膜的特征矩阵原理可以得到下列薄膜中电场分布的矩阵等式：

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\prod_{j=1}^m t_j} \begin{pmatrix} 1 & r_0 \\ r_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\delta_1} & r_1 e^{-i\delta_1} \\ r_1 e^{i\delta_1} & e^{-i\delta_1} \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} e^{i\delta_{m-1}} & r_{m-1} e^{-i\delta_{m-1}} \\ r_{m-1} e^{i\delta_{m-1}} & e^{-i\delta_{m-1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{pmatrix} \quad (1)$$

其中薄膜排序由入射介质算起。

由公式(1)可得：

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_1} \begin{pmatrix} 1 & r_0 \\ r_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix}$$

则有

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = \frac{t_1}{1 - r_0^2} \begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} \quad (2)$$

同理由(1)、(2)两式可得：

$$\begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} = \frac{t_1 t_2}{(1 - r_0^2)(1 - r_1^2)} \begin{pmatrix} 1 & -r_0 \\ r_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\delta_1} & r_1 e^{i\delta_1} \\ r_1 e^{-i\delta_1} & e^{i\delta_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix}$$

按上述方法进行推导，并且假设入射介质中入射场强为  $E_0^+ = 1$ ，膜系的能量反射率为  $R$ ，则可得到下述递推公式：

$$\begin{pmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{pmatrix} = \frac{\prod_{j=1}^j t_j}{\prod_{j=0}^{j-1} (1 - r_j^2)} \begin{pmatrix} e^{-i\delta_{j-1}} & -r_{j-1} e^{i\delta_{j-1}} \\ -r_{j-1} e^{-i\delta_{j-1}} & e^{i\delta_{j-1}} \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} 1 & -r_0 \\ -r_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -\sqrt{R} \end{pmatrix} \quad (3)$$

对于给定的抗激光膜结构，可以应用菲涅尔公式计算出膜层各个界面处的振幅反射系数  $r_j$  和透射系数  $t_j$ ，并且应用薄膜的矩阵公式计算出膜系反射率  $R$ 。把所得结果分别代入方程(3)，经过计算就可以得到膜系结构中每个界面处的场强分布。

以上公式就是对于全介质膜系在垂直入射时电场分布的理论推导过程。由上述过程可以发现，这种计算场强的方法有其限定条件，就是膜系结构必须为全介质膜结构，并且只能进行垂直入射时场强分布的计算。在进行计算时又必须首先应用薄膜的矩阵公式及菲涅尔原理计算出膜系的反射率  $R$  和各界面的反射系数  $r_j$ 。由此可以看出，该方法的应用受到很大的限制，在计算上不具有简单性和通用性。

### 三、电场空间分布分析原理

对于一个给定的抗激光膜膜系，其结构仍如前所示，不同的是假设每层膜的折射率为复数  $\tilde{\mu}_j = n_j - ik_j$ ，并且入射光线为倾斜入射，入射角为  $\theta_0$ ，薄膜中光线的传播方向如图 2 所示。

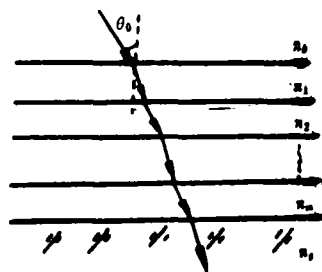
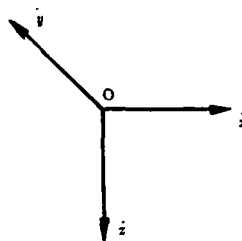
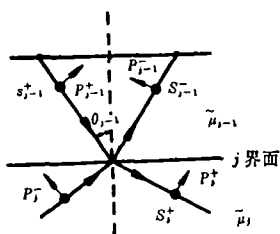


图 2 斜入射时多层膜堆结构及光线传播方向图

假设入射光线为一具有  $S, P$  偏振态的自然光或偏振光，则光线及其各偏振分量在第  $j$  反射界面的方向如图 3 (a) 所示。

对于各向同性介质，光线在膜层界面的传



(a)

(b)

图 3 (a) 为薄膜界面  $j$  处各偏振分量方向图及光线传播图  
(b) 为界面  $j$  处的空间坐标系。

播遵守 Snell 定律，并且光线的各电磁场分量也遵守电磁场边界条件。对于光线在薄膜结构界面两侧介质中的电磁场参量的方向及数值关系可以通过 Snell 定律及电磁场边界条件来建立。

为了讨论方便，有必要建立如图 3 (b) 所示的空间坐标系。设其  $\hat{z}$  轴方向为膜堆界面的法线方向， $\hat{x}$  轴方向在光线的入射面内，则  $\hat{y}$  轴方向垂直于光线入射面并指向读者。

在应用电磁场边界条件来建立电磁场关系之前，首先通过图 3 (a) 来建立各电场的坐标分量  $E_x$ 、 $E_y$ 、 $E_z$  和电场的  $S$ 、 $P$  分量的关系。

由图 3 (a) 可以清楚地看到：

$$\begin{cases} \tilde{E}_{x,j-1} = (\tilde{E}_s^+{}_{j-1} - \tilde{E}_s^-{}_{j-1}) \cos \tilde{\theta}_{j-1} \\ \tilde{E}_y{}_{j-1} = \tilde{E}_s^+{}_{j-1} + \tilde{E}_s^-{}_{j-1} \\ \tilde{E}_z{}_{j-1} = (\tilde{E}_s^+{}_{j-1} + \tilde{E}_s^-{}_{j-1}) \sin \tilde{\theta}_{j-1} \end{cases} \quad (4)$$

由 (4) 式可知，要得到膜堆各层膜中的三维电场分布，只需要求出光线传播中的  $S, P$  偏振分量即可得到  $\tilde{E}_x$ 、 $\tilde{E}_y$ 、 $\tilde{E}_z$  的大小。

由于光线在介质中传播时具有相同的时间位相因子，故可以略去，而只考虑光线在介质

中的空间位相  $\Delta = \vec{R} \cdot \vec{r}$  对于光波场分布的影响, 并且有:

$$\Delta_{j-1} = \vec{R} \cdot \vec{r} = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{\mu}_{j-1} d_{j-1} \cos \tilde{\theta}_{j-1} \quad (5)$$

电磁场边界条件指出, 电磁波的电场和磁场强度在介质界面的切向分量连续。由图 3—(a) 可知电场的  $E_x$ 、 $E_y$  分量分别平行于膜层结构的表面且为切向分量, 那么必然有

$$\begin{cases} \tilde{E}_{x,j-1} = \tilde{E}_{x,j} \\ \tilde{E}_{y,j-1} = \tilde{E}_{y,j} \end{cases} \quad (6)$$

并且(4)式中的各电场分量可以用以下复指数形式表示:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{x,j-1}^+ = \tilde{E}_{x,j-1}^+ \exp(-i\Delta_{j-1}) \\ \tilde{E}_{x,j-1}^- = \tilde{E}_{x,j-1}^- \exp(i\Delta_{j-1}) \\ \tilde{E}_{y,j-1}^+ = \tilde{E}_{y,j-1}^- \exp(-i\Delta_{j-1}) \\ \tilde{E}_{y,j-1}^- = \tilde{E}_{y,j-1}^- \exp(i\Delta_{j-1}) \end{cases} \quad (7)$$

由(4)、(6)、(7)三式即可建立起薄膜界面处的电场关系式:

$$\begin{cases} [\tilde{E}_{x,j-1}^+ \exp(-i\Delta_{j-1}) - \tilde{E}_{x,j-1}^- \exp(i\Delta_{j-1})] \cos \tilde{\theta}_{j-1} = (\tilde{E}_{x,j}^+ - \tilde{E}_{x,j}^-) \cos \tilde{\theta}_j \\ \tilde{E}_{x,j-1}^+ \exp(-i\Delta_{j-1}) + \tilde{E}_{x,j-1}^- \exp(i\Delta_{j-1}) = \tilde{E}_{x,j}^+ + \tilde{E}_{x,j}^- \end{cases} \quad (8)$$

由于要解出薄膜界面处的电场各分量, 可考虑用磁场边界条件来建立另外两个方程。由于在光的传播过程中, 电场和磁场的大小通过光的能流密度紧紧联系在一起, 并且有能流密度  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ , 所以下式成立:

$$\begin{cases} \tilde{H}_x = \tilde{\mu}(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \tilde{E}_y \\ \tilde{H}_y = -\tilde{\mu}(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \tilde{E}_x \end{cases}$$

式中  $\epsilon_0$  和  $\mu_0$  分别为真空的介电常数和磁导率。

应用磁场强度  $\vec{H}$  的切向分量为连续的条件建立起下列方程:

$$\begin{cases} [\tilde{E}_{x,j-1}^+ \exp(-i\Delta_{j-1}) + \tilde{E}_{x,j-1}^- \exp(i\Delta_{j-1})] \tilde{\mu}_{j-1} = (\tilde{E}_{x,j}^+ + \tilde{E}_{x,j}^-) \tilde{\mu}_j \\ [\tilde{E}_{x,j-1}^+ \exp(-i\Delta_{j-1}) - \tilde{E}_{x,j-1}^- \exp(i\Delta_{j-1})] \tilde{\mu}_{j-1} \cos \tilde{\theta}_{j-1} = (\tilde{E}_{x,j}^+ - \tilde{E}_{x,j}^-) \tilde{\mu}_j \cos \tilde{\theta}_j \end{cases} \quad (9)$$

综合(8)、(9)两式可以建立起如下两组分别关于电场  $S$ 、 $P$  分量的矩阵等式:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_{x,j-1}^+ \\ \tilde{E}_{x,j-1}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_{x,j}^+ \\ \tilde{E}_{x,j}^- \end{pmatrix} \quad (10-a)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_{y,j-1}^+ \\ \tilde{E}_{y,j-1}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_{y,j}^+ \\ \tilde{E}_{y,j}^- \end{pmatrix} \quad (10-b)$$

在矩阵等式(10-a)和(10-b)中, 如果设  $A = \frac{\cos \tilde{\theta}_j}{\cos \tilde{\theta}_{j-1}}$ ,  $B = \frac{\tilde{\mu}_j}{\tilde{\mu}_{j-1}}$ ,  $C = \frac{1}{2} \exp$

$(i\Delta_{j-1})$ , 则(10-a)

和(10—b)式中的各个矩阵元由下列各式给出:

$$\begin{aligned} S_{11} &= (1 + AB)C, & S_{12} &= (1 - AB)C \\ S_{21} &= (1 - AB)C^*, & S_{22} &= (1 + AB)C^* \\ P_{11} &= (A + B)C, & P_{12} &= (B - A)C \\ P_{21} &= (B - A)C^*, & P_{22} &= (A + B)C^* \end{aligned}$$

式中带\*号者为 $C$ 的共轭复数。

在应用上述各式进行光波的电场分布计算时,可以假设,出射介质中的反射电场 $E^-_s = E^-_p = 0$ ,而且出射介质中的入射电场 $E^+_s = E^+_p = 1$ 。对于膜层有吸收的情况,只需把必要的量按复数处理即可,并且应用矩阵性质进行计算。

#### 四、场强分布的计算公式

根据光的干涉原理,两束光的合成只能通过干涉迭加来完成,并且两束光的特性必须满足干涉条件。当激光束通过薄膜时,其中的 $S$ 光和 $P$ 光在空间都满足光的干涉条件,因而薄膜中电场分布的合成可以通过对于电场的干涉迭加来实现。

设两束光波的复振幅为

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_1 &= \overline{E}_1 \exp(i\phi_1) \\ \widetilde{E}_2 &= \overline{E}_2 \exp(i\phi_2) \end{aligned}$$

则合振动的光强度 $I$ 为

$$I = E^2 = \overline{E}_1^2 + \overline{E}_2^2 + 2\overline{E}_1 \cdot \overline{E}_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)$$

如果 $\overline{E}_1$ 和 $\overline{E}_2$ 夹角为 $\theta$ ,则合成光强为

$$I = \overline{E}_1^2 + \overline{E}_2^2 + 2\overline{E}_1 \overline{E}_2 \cos\theta \cos(\phi_2 - \phi_1) \quad (11)$$

##### (一) 抗激光膜中 $S$ 、 $P$ 电场分布的计算

设在抗激光膜堆的第 $j+1$ 个界面处光波场的四个电场分量具有如下形式

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_s^+ &= \overline{E}_s^+ \exp(i\phi_s^+) \\ \widetilde{E}_s^- &= \overline{E}_s^- \exp(i\phi_s^-) \\ \widetilde{E}_p^+ &= \overline{E}_p^+ \exp(i\phi_p^+) \\ \widetilde{E}_p^- &= \overline{E}_p^- \exp(i\phi_p^-) \end{aligned}$$

式中 $\phi_s$ 和 $\phi_p$ 为电场 $S$ 、 $P$ 分量的位相因子,其大小可以通过(10)式的运算求出。

对于 $S$ 光电场分量,由图3—(a)知其入射电场和反射电场方向相同,根据光的干涉原理和(11)式有

$$I_s = \overline{E}_s^{+2} + \overline{E}_s^{-2} + 2\overline{E}_s^+ \overline{E}_s^- \cos(\phi_s^+ - \phi_s^-) \quad (12)$$

对于 $P$ 光的电场,由图3—(a)可知其入射电场和反射电场都在入射面内,并且夹角为 $2\widetilde{\theta}_j$ ( $\widetilde{\theta}_j$ 为第 $j$ 层膜中的折射角),则由(11)式可得

$$I_p = \overline{E}_p^{+2} + \overline{E}_p^{-2} + 2\overline{E}_p^+ \overline{E}_p^- \cos 2\widetilde{\theta}_j \cos(\phi_p^+ - \phi_p^-)$$

在上式中由于 $\tilde{\theta}_j$ 为一复数，故在上式中应对 $\cos 2\tilde{\theta}_j$ 取其模，则

$$I_r = E_r^{+2} + E_r^{-2} + 2E_r^+ E_r^- |\cos 2\tilde{\theta}_j| \cos(\phi_r^+ - \phi_r^-) \quad (13)$$

设第 $j$ 层膜的复折射率为 $\tilde{\mu}_j = n_j - ik_j$ ，则第 $j$ 层膜中的折射角 $\tilde{\theta}_j$ 也为复数，其正弦、余弦也为复数。

对于光在媒质界面的折射，由Snell定律可得

$$\begin{aligned} n_0 \sin \theta_0 &= (n_j - ik_j) \sin \tilde{\theta}_j \\ \sin \tilde{\theta}_j &= \frac{n_0 \sin \theta_0}{n_j - ik_j} \\ &= \frac{n_0 \sin \theta_0 (n_j + ik_j)}{(n_j^2 + k_j^2)} \end{aligned}$$

表示为指数形式即为

$$\sin \tilde{\theta}_j = D_1 \exp(i\beta_1)$$

$D_1$ 为其模， $\beta_1$ 为其幅角。

同理 $\cos \tilde{\theta}_j$ 也可表示为

$$\cos \tilde{\theta}_j = D_2 \exp(i\beta_2)$$

此时(13)式变为

$$I_r = E_r^{+2} + E_r^{-2} + 2E_r^+ \cdot E_r^- (D_2^2 - D_1^2) \cos(\phi_r^+ - \phi_r^-) \quad (14)$$

如果假设光波在入射媒质中的能量密度为 $I_0$ ，则有

$$I_0 = I_{r0} + I_{t0} = E_{r0}^{+2} + E_{t0}^{+2}$$

对(12)、(14)式进行归一化处理可以得到膜层中的相对光强 $I_r$ 和 $I_t$ ，这时(12)、(14)式变为

$$I_r = [E_r^{+2} + E_r^{-2} + 2E_r^+ E_r^- \cos(\phi_r^+ - \phi_r^-)] / I_0$$

$$I_t = [E_t^{+2} + E_t^{-2} + 2E_t^+ E_t^- (D_2^2 - D_1^2) \cos(\phi_r^+ - \phi_r^-)] / I_0$$

## (二) 三维空间中电场分布的计算

对于膜系结构的第 $j+1$ 个界面处的三维电场分布，可由(4)式计算得到

$$\begin{aligned} \tilde{E}_r &= (\tilde{E}_r^+ - \tilde{E}_r^-) \cos \tilde{\theta}_j \\ &= [E_r^+ \exp(i\phi_r^+) - E_r^- \exp(i\phi_r^-)] D_2 \exp(i\beta_2) \end{aligned}$$

由干涉法得到

$$\begin{aligned} I_r &= \tilde{E}_r \tilde{E}_r^* \\ &= [E_r^{+2} + E_r^{-2} - 2E_r^+ E_r^- \cos(\phi_r^+ - \phi_r^-)] D_2^2 \end{aligned} \quad (16)$$

同理可得

$$\begin{aligned} \tilde{E}_t &= E_t^+ \exp(i\phi_t^+) + E_t^- \exp(i\phi_t^-) \\ I_t &= \tilde{E}_t \tilde{E}_t^* \\ &= E_t^{+2} + E_t^{-2} + 2E_t^+ E_t^- \cos(\phi_t^+ - \phi_t^-) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_r &= (\tilde{E}_r^+ + \tilde{E}_r^-) \sin \tilde{\theta}_j \\ &= [E_r^+ \exp(i\phi_r^+) + E_r^- \exp(i\phi_r^-)] D_1 \exp(i\beta_1) \end{aligned}$$

$$\text{故 } I_r = \tilde{E}_r \tilde{E}_r^* = [E_r^{+2} + E_r^{-2} + 2E_r^+ E_r^- \cos(\phi_r^+ - \phi_r^-)] D_1^2 \quad (18)$$

对(16)、(17)、(18)式进行归一化, 即得到光波在薄膜界面处的相对场强分布

$$\begin{cases} I_x = [E_p^{+2} + E_p^{-2} - 2E_p^+ E_p^- \cos(\phi_p^+ - \phi_p^-)] D_2^2 / I_0 \\ I_y = [E_s^{+2} + E_s^{-2} + 2E_s^+ E_s^- \cos(\phi_s^+ - \phi_s^-)] / I_0 \\ I_z = [E_p^{+2} + E_p^{-2} + 2E_p^+ E_p^- \cos(\phi_p^+ + \phi_p^-)] D_1^2 / I_0 \end{cases} \quad (19)$$

(19) 式即为薄膜中三维空间电场分布公式。

通过以上的分析, 显然有:

$$I_p = I_x + I_z$$

$$I_s = I_y$$

并且  $I_{\text{总}} = I_s + I_p$   
 $= I_x + I_y + I_z$

这表明在薄膜中不论是用S、P电场表示光强还是用空间电场分布表示光强对总能量来说具有一致性。

### 五、应用实例

这里分别以全介质高反射膜, 介质窄带滤光片及金属介质斜入射高反膜为例对上述结果进行验证。

图4为介质型高反射膜系G(HL)<sup>10</sup>HA中的场强分布, 其中  $n_H = 2.3$ 、 $n_L = 1.38$ 、 $\lambda_0 = 632.8\text{nm}$ , 且入射角 $\theta_0 = 0$ 。

图5为一激光用窄带滤光片薄膜内部电场分布, 其膜系结构为G(HL)<sup>4</sup>2H(LH)<sup>4</sup>A,  $n_H = 2.3$ ,  $n_L = 1.38$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_g = 1.52$ ,  $\theta_0 = 0$ ,  $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ 。

图6为一倾斜使用的金属介质混合型激光反射镜内部场强分布曲线图。其膜系结构为GAgL(HL)<sup>6</sup>A,  $n_H = 2.3$ ,  $n_L = 1.38$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_g = 1.52$ ,  $\theta_0 = 45^\circ$ ,  $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ 。对于金属Ag层, 其几何厚度为30nm,  $n = 0.11$ ,  $k = 6.56$ 。

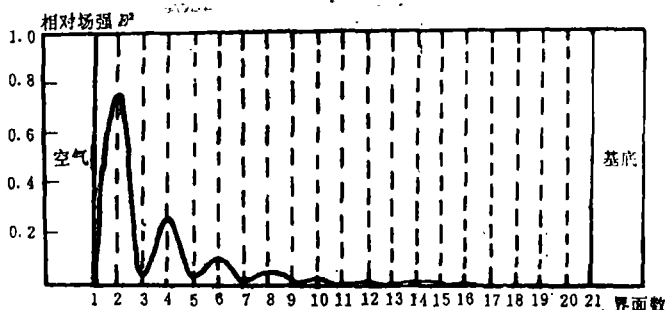


图4 介质型高反射膜系G(HL)<sup>10</sup>HA中的电场分布图, 其中,  $n_H = 2.3$ ,  $n_L = 1.38$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_g = 1.52$ ,  $\lambda_0 = 632.8\text{nm}$ , 且入射角 $\theta_0 = 0$

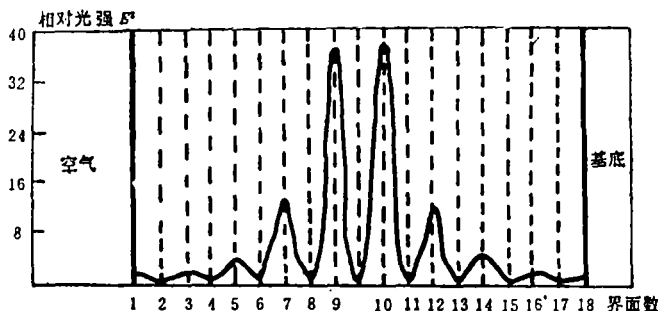


图5 激光用窄带滤光片内部电场分布曲线, 膜系结构为  $G(HL)^4 2H(LH)^4 A$ ,  $n_H = 2.3$ ,  $n_L = 1.38$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_s = 1.52$ ,  $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ , 入射角  $\theta_0 = 0$ 。

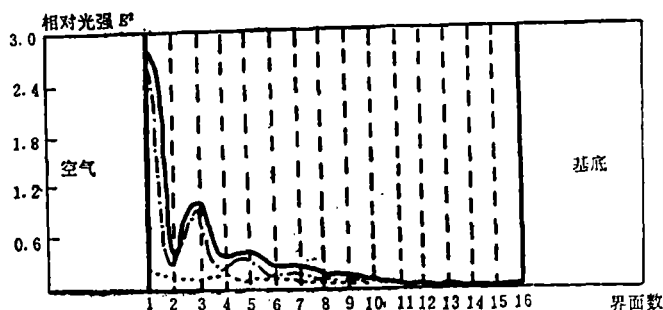


图6 金属介质混合型激光反射镜内部电场分布曲线, 实线为总电场曲线,  $-\cdot-\cdot-$ 线为S电场分布曲线,  $- - -$ 线为P电场分布曲线, 膜系结构为  $GAgL(HL)^4 A$ ,  $n_H = 2.3$ ,  $n_L = 1.38$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_s = 1.52$ ,  $\lambda_0 = 1060\text{nm}$ ,  $\theta_0 = 45^\circ$ , 其中Ag层厚度为30nm。

## 六、讨 论

根据上述抗激光膜内部场强的计算公式编制了一个计算机程序, 利用该程序计算资料中的膜系内部场强分布, 其结果相同, 由此表明该方法具有通用性。

由上述的理论推导和实例计算结果可以看出, 使用该方法计算膜层内部的场强分布, 无须预先计算出各个界面的反射系数, 透射系数及膜系的反射率, 只要给定膜系的结构就可一次完成薄膜内部场强分布的计算, 并且, 该方法具有通用性, 适用于任何结构的激光薄膜内部场强的分析计算, 而且能方便地分别计算出膜层中电场的S、P分量分布和空间三维分布。

对于抗激光薄膜内部场强的分布, 现阶段来说还只限于理论上的分析, 至于内部场强分布对抗激光膜特性的影响, 可以通过对抗激光膜抗激光损伤的能力来检验。

通过以上的分析可以看出, 虽然该方法还缺乏实验结果的验证, 但是, 该方法仍然不失为分析抗激光膜内部场强的一种方便简捷的综合性方法, 并且可以作为抗激光膜设计和制备的理论指导。

## The Calculation Method of Space Electric-field Distribution in Resistance Laser Multilayers

Qi Yu    Zheng Qi

### Abstract

In reports a new complefe method for calculating the field intensity of laser multilayer in this paper. An important property of this method is that it does not need to calculate the reflection and transmissivity of each interface. And using this method not only the plane freld intensity, but also the space field distribution of multilayer can be found. This method is simple and can be commonly used.

Key word, Resistance Laser Multilayer, Field-distribution.