

多层光学薄膜矢量散射的理论 与实验研究

战元龄 王立¹⁾

南开大学物理系, 天津, 300071

1989年3月27日收到

本文提出一种用以计算多层光学薄膜的矢量散射波场分布的新方法。并应用统计学原理, 详细讨论了不同膜层界面的互相关模型及相应的光学薄膜散射特性。推导中应用了薄膜光学的惯用概念, 所得公式亦比较简洁。

还实验测量了光学薄膜的散射波场分布, 并根据所建立的模型确定了所测光学薄膜的界面互相关特性。

PACC: 4280C; 0380; 4230

一、引 言

随着激光技术的发展, 对光学薄膜器件的特性提出了越来越高的要求。而薄膜器件的界面散射损耗则是限制其特性的主要因素。Eastmann 等人^[1-3]先后提出的标量和矢量散射理论, 为研究光学薄膜的界面散射特性、设计低散射损耗的薄膜器件提供了理论依据。但是, 标量理论不能给出散射波场的空间分布, 矢量理论的应用则由于或者难以用薄膜光学中的惯用概念加以描述, 或者用此概念时使结果变得十分复杂^[4], 从而限制了对多层光学薄膜界面散射特性的全面深入研究。

本文以单界面矢量散射理论为基础, 应用统计学原理和薄膜光学的惯用概念, 对膜层界面的互相关模型及其相应的薄膜矢量散射特性进行了理论研究, 给出比较简洁的公式, 从而克服了现有矢量散射理论的局限性。

还对一些多层光学薄膜进行了矢量散射的实验研究, 并应用理论结论对实验结果进行了分析。

二、多层光学薄膜的矢量散射理论

1. 微粗糙单界面的光散射

在多层光学薄膜的制备过程中, 由于基底表面不规则缺陷的存在和膜层厚度的随机

¹⁾ 现在通讯地址: 北京工业大学应用物理系。

起伏,膜堆的各界面都将偏离光洁表面的理想形状而成为微粗糙界面^[6-8]。从而引起波场的散射。因此,为研究多层光学薄膜的散射特性,首先简要地观察单界面的散射光场分布。

1) 微粗糙界面的数学描述 一个微粗糙界面可用一随机函数

$$z = \xi(x, y) = \xi(\mathbf{r}) \quad (1)$$

描述,式中 z 为完全随机的量,表征在点 $\mathbf{r}$ 处粗糙界面的高度,其平均平面为 xy 平面。该界面的方均根粗糙度定义为

$$\sigma = [\langle \xi^2(\mathbf{r}) \rangle]^{1/2}, \quad (2)$$

式中符号 $\langle \rangle$ 表示系综平均。若以 $\hat{\xi}(\mathbf{k})$ 表示 $\xi(\mathbf{r})$ 的傅里叶变换,则该界面的功率谱密度函数 $g(\mathbf{k})$ 可写成

$$g(\mathbf{k}) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{A} \langle |\hat{\xi}(\mathbf{k})|^2 \rangle. \quad (3)$$

它表示空间频率为 $\mathbf{k}$ 的表面不规则缺陷偏离平均平面的程度。不难证明

$$2\pi G^2 = \int_0^\infty \mathbf{k} g(\mathbf{k}) d\mathbf{k}. \quad (4)$$

此式表明,若实验测得表面的功率谱密度函数 $g(\mathbf{k})$, 则可由(4)式确定该表面的方均根粗糙度。

2) 单界面的散射光场分布 如图1所示,设 xy 平面为微粗糙界面 $\xi(x, y)$ 的平均平面,此界面上、下两半空间的相对介电常数分别为 ϵ_0 和 ϵ 。根据 Maradudin 的矢量散射理论^[9],可导出入射波场(入射面为 xz 平面)分别为 s 和 p 偏振时,入射面内反射散射波场的远场微分散射系数为

$$r_{s \rightarrow s}^{(s)} = dE_s^{(s)} / E_s^{(i)} d\Omega_s = (\omega^3 / 2\pi^2 c^3) Q_s \hat{\xi}(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}), \quad (5a)$$

$$r_{p \rightarrow p}^{(s)} = dE_p^{(s)} / E_p^{(i)} d\Omega_s = (\omega^3 / 2\pi^2 c^3) Q_p \hat{\xi}(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}), \quad (5b)$$

$$r_{s \rightarrow p}^{(s)} = dE_p^{(s)} / E_s^{(i)} d\Omega_s = 0, \quad (5c)$$

$$r_{p \rightarrow s}^{(s)} = dE_s^{(s)} / E_p^{(i)} d\Omega_s = 0, \quad (5d)$$

式中

$$Q_s = i\sqrt{\epsilon_0}(\epsilon - \epsilon_0) \cos \vartheta_0 \cos \vartheta_s / [(\epsilon/\epsilon_0 - \sin^2 \vartheta_0)^{1/2} + \cos \vartheta_0][(\epsilon/\epsilon_0 - \sin^2 \vartheta_s)^{1/2} + \cos \vartheta_s], \quad (6a)$$

$$Q_p = i\sqrt{\epsilon_0}(\epsilon - \epsilon_0) \cos \vartheta_0 \cos \vartheta_s / \left\{ [(\epsilon/\epsilon_0 - \sin^2 \vartheta_0)^{1/2} + \epsilon \cos \vartheta_0 / \epsilon_0][(\epsilon/\epsilon_0 - \sin^2 \vartheta_s)^{1/2} + \epsilon \cos \vartheta_s / \epsilon_0][(\epsilon/\epsilon_0 - \sin^2 \vartheta_0)^{1/2}(\epsilon/\epsilon_0 - \sin^2 \vartheta_s)^{1/2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon^2}{\epsilon_0^2} + 1 \right) \sin \vartheta_0 \sin \vartheta_s] \right\}, \quad (6b)$$

式中 $\mathbf{k}^{(0)}$ 和 $\mathbf{k}$ 分别为入射波场的波矢量和散射波场的波矢量在 xy 平面内的投影, ϑ_0 和 ϑ_s 分别为入射角和散射角。(5)式表明,散射波场的相位分布完全取决于随机函数 $\hat{\xi}$ 。在入射面内,散射波场与入射波场有相同的偏振特性。由该式可得到入射面内于 ϑ_s 方向上的远场微分散射率(单位立体角内的散射能流与入射能流之比)为

$$\text{BRDF} = \omega^4 |Q|^2 g(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}) / \pi^2 c^4 \epsilon_0 \cos \vartheta_0$$

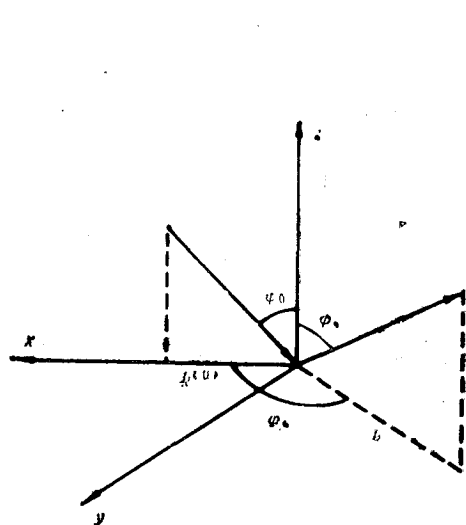


图1 界面坐标

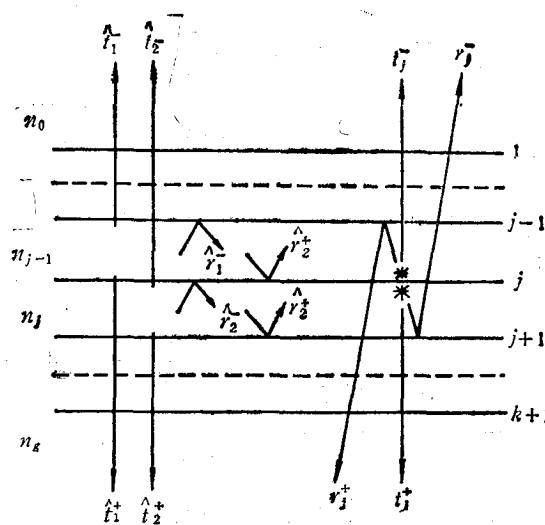


图2 膜堆内的行波场

$$= \omega^4 F(\vartheta_0, \vartheta_s, \varepsilon_0, \varepsilon) g(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}) / \pi^2 c^4. \quad (7)$$

这里定义 F 为微粗糙界面的光学因子, 它只与界面两侧介质的介电常数以及入射角和散射角有关. 当然, 对 s 和 p 偏振它有不同的表达式.

2. 多层光学薄膜的矢量散射

1) 膜堆的散射波场分布 当一多层光学介质薄膜处于一光波场中时, 在各膜层内部及界面处都将形成稳定的正向和反向行波场. 由于膜层界面的微粗糙起伏远小于光波波长, 于一级近似条件下, 界面的不规则缺陷不会改变膜堆内的理想行波场分布.

如图2所示, 设紧邻第 j 界面有一正向和一反向的辐射波源并分别位于该界面的上下两侧, 则辐射的平面波场传播到膜堆上半空间和下半空间其振幅反射系数和振幅透射系数为

$$r_i^- = \hat{r}_2^+ \hat{t}_2^- e^{-i2\delta_i} / (1 - \hat{r}_2^+ \hat{r}_2^- e^{-i2\delta_i}), \quad (8a)$$

$$t_i^- = \hat{t}_1^- e^{-i\delta_{j-1}} / (1 - \hat{r}_1^+ \hat{r}_1^- e^{-i2\delta_{j-1}}), \quad (8b)$$

$$r_i^+ = \hat{r}_1^+ \hat{t}_1^+ e^{-i2\delta_{j-1}} / (1 - \hat{r}_1^+ \hat{r}_1^- e^{-i2\delta_{j-1}}), \quad (8c)$$

$$t_i^+ = \hat{t}_2^+ e^{-i\delta_j} / (1 - \hat{r}_2^+ \hat{r}_2^- e^{-i2\delta_j}), \quad (8d)$$

式中 $\hat{r}_1^+, \hat{t}_1^+$ 和 $\hat{r}_2^+, \hat{t}_2^+$ 分别为前 $j-1$ 个界面和前 j 个界面构成的膜堆的振幅反射和透射系数; $\hat{r}_1^-, \hat{t}_1^-$ 和 $\hat{r}_2^-, \hat{t}_2^-$ 则分别为第 j 界面和第 $j+1$ 界面后剩余膜堆的振幅反射和透射系数, δ_j 为膜层的位相厚度.

现在考察多层介质薄膜内的任一界面. 如图3所示, 若将此界面上、下两侧的正向和反向行波场振幅以 E_{j-1}^+ 和 E_j^- 表示, 并考虑到膜堆内其余界面的反射和折射, 则可由(5)式得到此界面在膜堆的上半空间和下半空间产生的散射波场分布. 显然, 多层介质薄膜在入射面内的散射波场应是各界面散射波场的迭加. 在上半空间入射面内的散射波场为

$$E^{(s)}(\vartheta_0, \vartheta_s) = \sum_{j=1}^{k+1} [(\hat{r}_j^{(s)+} t_j^- + \hat{t}_j^{(s)+} r_j^-) E_{j-1}^+ + (\hat{r}_j^{(s)-} r_j^- + \hat{t}_j^{(s)-} t_j^-) E_j^-]. \quad (9)$$

由于^[9]

$$\hat{r}_j^{(s)+} = \hat{t}_j^{(s)+}, \quad \hat{r}_j^{(s)-} = \hat{t}_j^{(s)-},$$

代入(5)式上式可写作

$$\begin{aligned} E^{(s)}(\vartheta_0, \vartheta_s) &= \sum_{j=1}^{k+1} (r_j^- + t_j^-) (\hat{r}_j^{(s)+} E_{j-1}^+ + \hat{r}_j^{(s)-} E_j^-) \\ &= (\omega^3/2\pi^2 c^3) \sum_{j=1}^{k+1} (r_j^- + t_j^-) (Q_j^+ E_{j-1}^+ + Q_j^- E_j^-) \hat{\xi}_j(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}), \end{aligned} \quad (10)$$

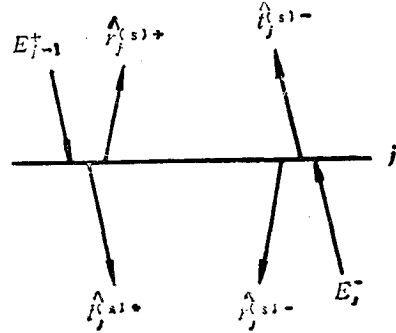


图3 膜堆内任一界面

式中 Q_j^+ 和 Q_j^- 是由(6)式得到的第 j 界面正向和反向行波的参数 Q_i 和 Q_p 。散射波场的微分散射率则为

$$\begin{aligned} \text{BRDF} &= \langle E^{(s)*}(\vartheta_0, \vartheta_s) E^{(s)}(\vartheta_0, \vartheta_s) \rangle / A \cos \vartheta_0 |E_0^+|^2 \\ &= (\omega^6/4\pi^4 c^6 A \cos \vartheta_0 |E_0^+|^2) \sum_{i,j=1}^{k+1} (Q_i^+ E_{i-1}^+ + Q_i^- E_i^-)^* (Q_j^+ E_{j-1}^+ + Q_j^- E_j^-) \cdot (r_i^- + t_i^-)^* (r_j^- + t_j^-) \langle \hat{\xi}_i^* \hat{\xi}_j \rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

2) 界面互相关模型 (11)式表明, 若已知多层光学薄膜的光学参数 n_i, d_i , 微粗糙界面的界面函数 $\xi_i(x, y)$, 入射光的波长, 入射角 ϑ_0 , 散辐角 ϑ_s 和偏振等, 则可计算某一散射方向上的散射能流 BRDF。但是, 由于基底表面和工艺条件的影响, 各界面的微粗糙起伏将互有差异, 相关函数 $\langle \hat{\xi}_i^* \hat{\xi}_j \rangle$ 可有不同的形式。因此, 即使膜堆的光学参数和观测条件相同, 亦可有完全不同的散射波场分布和散射损耗。由于界面函数 ξ_i 和 ξ_j 的随机特性, 不可能得到相关函数的一般解析式。为此, 应用统计学原理详细讨论膜层界面互相关特性的几种极限情况, 并给出计算膜堆微分散射率的简洁公式。

(1) 完全相关模型 该模型假设膜堆各界面完全重复基底表面的形状。各界面的界面函数相同。由(11)式得多层介质薄膜的微分散射率为

$$\text{BRDF} = (\omega^4/\pi^2 c^4) F_c(\vartheta_0, \vartheta_s, n_i, d_i) g(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}), \quad (12a)$$

式中

$$F_c = (1/\cos \vartheta_0 |E_0^+|^2) \left| \sum_{j=1}^{k+1} (r_j^- + t_j^-) (Q_j^+ E_{j-1}^+ + Q_j^- E_j^-) \right|^2. \quad (12b)$$

为其光学因子。此时, 尽管各界面产生的散射波场的相位分布是完全随机的, 但是任意两个膜层界面产生的散射波场的位相差却是完全确定的。因此, 膜堆散射波场的振幅是各界面散射波场振幅的相干迭加。(12b) 式清楚地表明这一点。在多层介质薄膜的制备过程中, 若基底表面的不规则缺陷较大, 且膜层厚度的随机起伏可忽略时, 则基本符合此种模型。

(2) 完全非相关模型 此种模型假设膜堆内各界面不规则缺陷的随机起伏是完全独

立的,非相关的.膜层界面的互相关函数为

$$\langle \xi_i^* \xi_j \rangle = \begin{cases} \langle \xi_i^* \xi_i \rangle & i = j, \\ 0 & i \neq j. \end{cases}$$

此时各界面产生的散射波场是完全非相干的,膜堆的散射波场应是各界面产生的散射波场的能量迭加.于是由(11)式得其微分散射率为

$$\text{BRDF} = (\omega^4/\pi^2 c^4) \sum_{i=1}^{k+1} F_{ui}(\vartheta_0, \vartheta_i, n_i, d_i) g_i(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}), \quad (13a)$$

$$F_{ui} = (1/\cos \vartheta_0 |E_0^+|^2) |(r_i^- + t_i^-)(Q_i^+ E_{i-1}^+ + Q_i^- E_i^-)|^2. \quad (13b)$$

若各界面的功率谱密度函数相同,则上式简化为

$$\text{BRDF} = (\omega^4/\pi^2 c^4) F_u(\vartheta_0, \vartheta_i, n_i, d_i) g(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}), \quad (14a)$$

$$F_u = (1/\cos \vartheta_0 |E_0^+|^2) \sum_{i=1}^{k+1} |(r_i^- + t_i^-)(Q_i^+ E_{i-1}^+ + Q_i^- E_i^-)|^2. \quad (14b)$$

(3) 单界面相关模型 若只有最外层界面是微粗糙界面,而膜堆中的其余界面均是光洁的理想界面,则由(11)式得膜堆的微分散射率为

$$\text{BRDF} = (\omega^4/\pi^2 c^4) F_s(\vartheta_0, \vartheta_s, n_s, d_s) g(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}), \quad (15a)$$

$$F_s = (1/\cos \vartheta_0 |E_0^+|^2) |(r_s^- + t_s^-)(Q_s^+ E_0^+ + Q_s^- E_1^-)|^2. \quad (15b)$$

(4) 部分相关模型 此时膜堆各界面除重复基底表面的形状外,还会由于膜层厚度的随机起伏而有一迭加的相互无关的不规则缺陷.界面函数可写作

$$\xi_i = \xi + \Delta \xi_i \quad (i = 1, 2, \dots, k+1).$$

相应地,膜层界面的互相关函数为

$$\langle \xi_i^* \xi_j \rangle = \langle \xi^* \xi \rangle + \delta_{ij} \langle \Delta \xi_i^* \Delta \xi_i \rangle.$$

代入(11)式则得膜堆的微分散射率为

$$\begin{aligned} \text{BRDF} = (\omega^4/\pi^2 c^4) & \left\{ F_c(\vartheta_0, \vartheta_s, n_s, d_s) g(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}) \right. \\ & \left. + \sum_{i=1}^{k+1} F_{ui}(\vartheta_0, \vartheta_i, n_i, d_i) \Delta g_i(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{(0)}) \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

此式表明,部分相关模型的膜堆散射波场由两部分组成:完全相干波场和完全非相干波场.膜堆的散射波场是部分相干的.若令 $\Delta \xi_i = 0$,则上式简化为(12)式,成为完全相关模型;若令 $\xi = 0$,则过渡为完全非相关模型.

由以上的讨论可看出,在四种极限情况下,多层介质薄膜的微分散射率均可表示为界面的功率谱密度函数与一光学因子的乘积.不同界面互相关模型和膜堆散射波场空间分布的差异完全反映在相应光学因子的变化之中.由完全相关模型和完全非相关模型的光学因子的表示式可知,即使膜堆内每一界面产生的散射波场的大小不变,由于各界面的互相关特性的不同,膜堆的各散射波场的相干特性和膜堆的散射损耗亦将随之而变.图4给出大量计算曲线的两个例子,表示膜系反射散射的光学因子随散射角的变化关系.由此可清楚地看出,互相关特性不同,膜堆的界面散射波场分布和散射损耗将有很大差别.因此,在设计低散射损耗的薄膜器件时,不但要优化膜堆的光学参数以改善其内部的行波

场分布,而且必须根据具体条件正确选择膜层界面的互相关模型,以符合实际膜堆内的界面互相关特性。下面将介绍如何由实验确定界面的互相关特性。

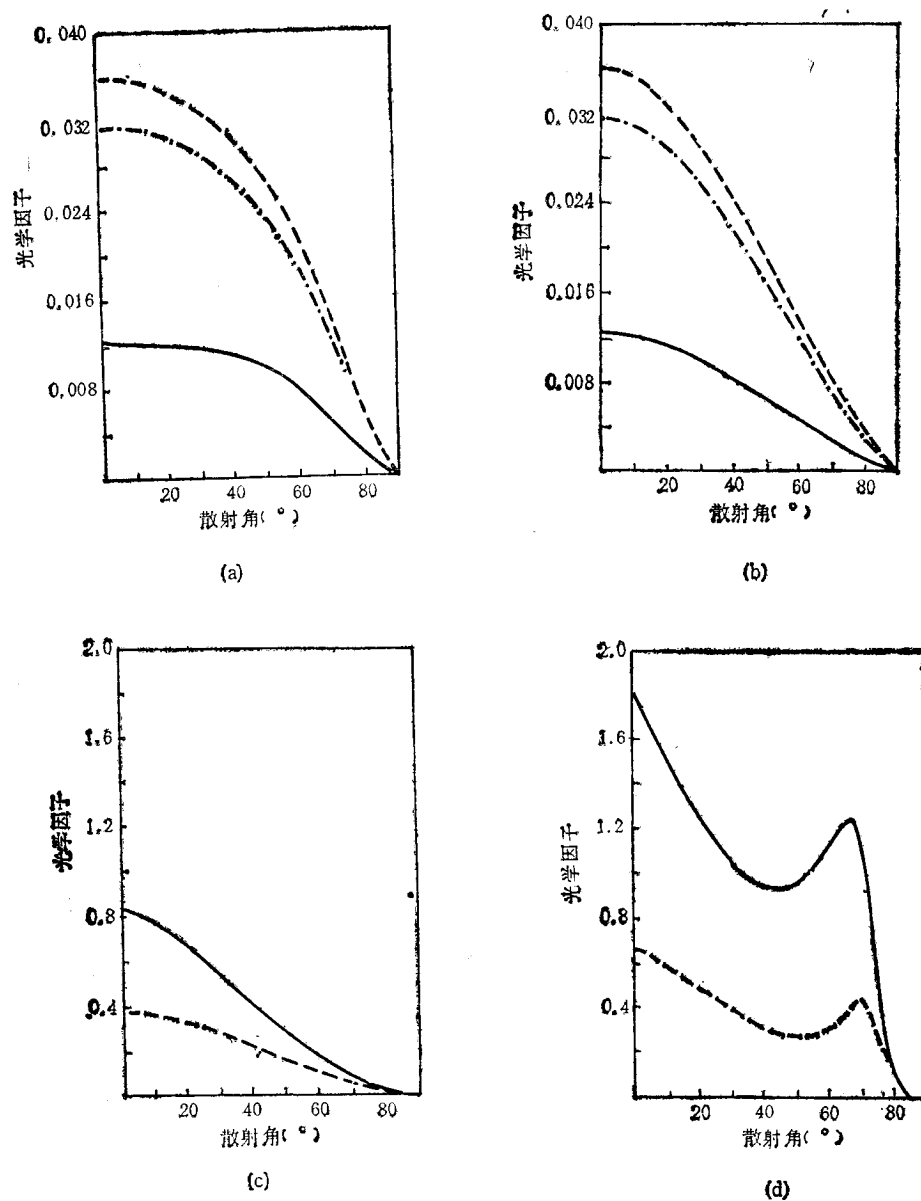


图4 (a),(b) 为玻璃基底上($n_s = 1.52$)单层 MgF_2 薄膜($n_f = 1.38$, $nd = \lambda/4$, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$) 的光学因子 F_c (—), F_u (---), F_a (-·-·-);
(c),(d) 为光以 45° 入射在高反膜 $\text{G(HL)'} \text{ HA}$ 上的光学因子 F_c (—), F_a (---);
(a),(c) 为 s 偏振光;(b),(d) 为 p 偏振光

三、矢量散射的实验研究

1. 实验装置

为研究单界面和多层光学膜堆的微分散射率,建立一套如图 5 所示的实验装置^[11].用它可测量样品在入射面内的微分散射率 BRDF. 从而可得到基底表面的功率谱密度函数及其方均根粗糙度,并能确定膜层界面的互相关特性.

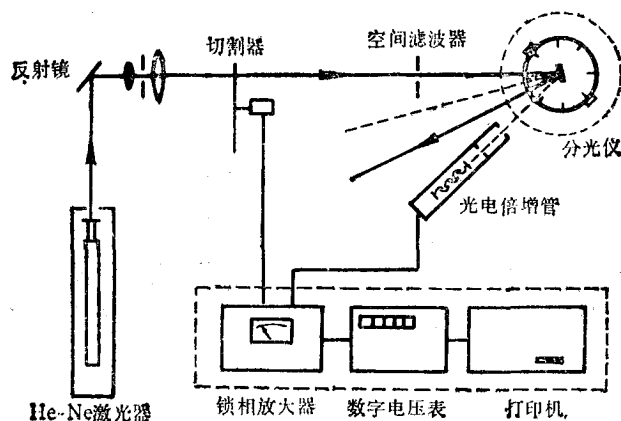


图 5 实验装置示意图

为消除杂散光的影响,首先测量在不放样品时杂散光场的微分散射率,并将其作为该

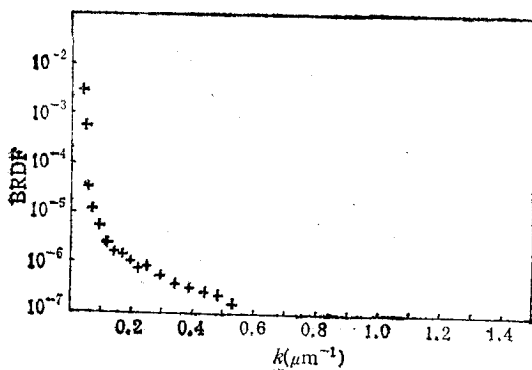


图 6 实验装置的仪器函数

装置的仪器函数,如图 6 所示.由于散射光场与杂散光场的相位关系是完全随机独立的,因此,测量曲线减去仪器函数与样品反射率的乘积即为被测样品的微分散射率.为避免玻璃基底第二表面的影响,在涂镀待研究的膜堆之前先蒸镀一层不透明的铝膜(约 400 Å 厚,复折射率为 $\tilde{n} = 1.11 - i6.45$),由于铝膜的光学因子为 $F = 0.91$,远大于玻璃基底表面的光学因子 $F = 0.042$,散射波场的信噪比亦得到提高.

2. 基底表面的功率谱密度函数及其方均根粗糙度的确定

图 7 为测得的镀有不透明铝膜的玻璃基底表面的微分散射率 BRDF 的一个例子.相应的功率谱密度函数曲线如图 8 所示.大量测量结果表明,尽管不同玻璃基片是用相同的抛光工艺制备的,但其功率谱密度函数仍有较明显的差别.由图 8 还可看出,玻璃基底表面的不规则缺陷的空间频率较低,大部分缺陷的空间周期大于 $2.5\mu\text{m}$. 因此,由于衍射

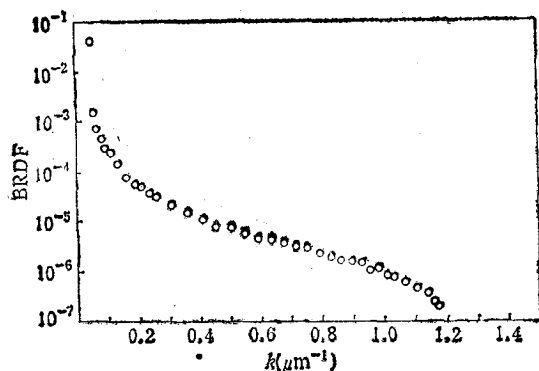


图7 铝膜基底表面的微分散射率

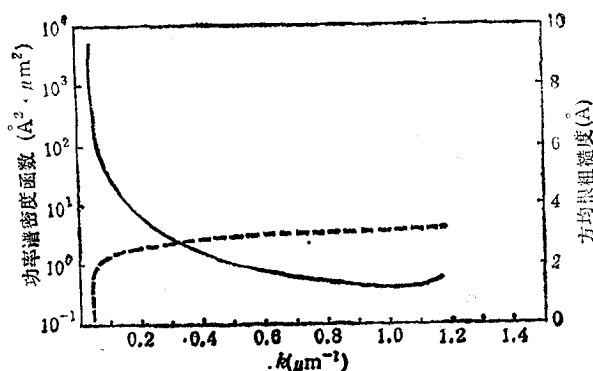


图8 铝膜基底的功率谱密度函数(——)及其方均根粗糙度(----)

而产生的散射波场的大部分能量集中在镜向反射光束附近。

由(4)式可知,由功率谱密度函数,采用数值积分法即可求得基底表面于某一空间频率范围的粗糙度值。但图8表明,当 k 较大时,功率谱密度函数的变化平缓,在此区间可采用一般的数值积分法如辛浦森法^[10]进行计算。但在 k 很小时,功率谱密度函数变化剧烈,近似一指数函数。因此为提高计算精度,采用了指数型函数代替两点间的直线来进行数值积分。图8中虚线表示的就是由(4)式这样得到的不同空间频率范围的粗糙度值的一个例子。

3. 膜层界面互相关特性的确定

在文献[11]中已报道对膜层层数较少时(单层和三层)所确定的膜层界面的互相关特性。为进一步证实文献[11]中所给出的实验结论,这里(图9)给出对11层高反膜所测得的微分散射率的一个例子。为作比较,图10和图11重新给出单层膜和三层膜的微分散射率测量曲线。所用薄膜样品都是采用电阻加热蒸发技术镀制的。为确定膜层界面的互相关

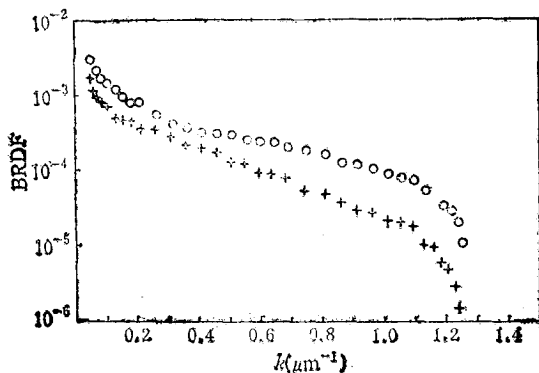
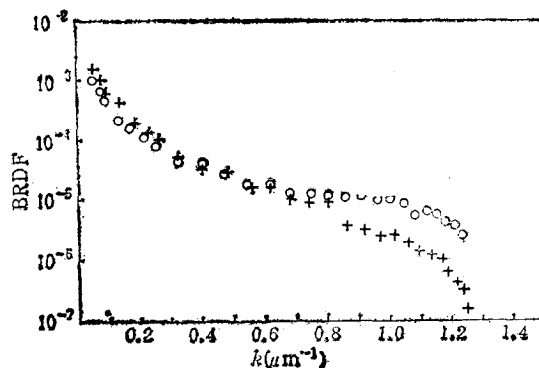
图9 在铝膜基底上镀的(HL)'H(H为ZnS, L为MgF₂, λ=6328 Å)反射膜(○)和铝膜基底(+)的微分散射率

图10 在铝膜基底上镀的ZnS单层膜(○)和铝膜基底(+)的微分散射率

关特性,3个图中都同时给出了裸露铝膜基底表面的微分散射率曲线。

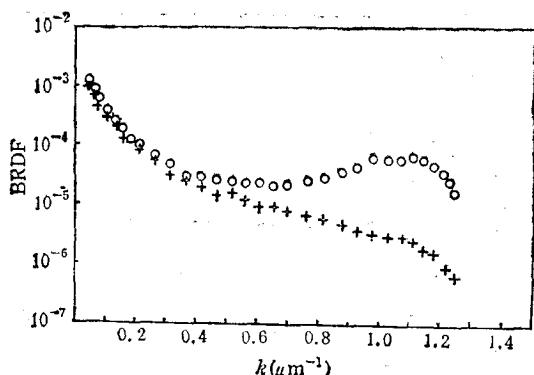


图 11 在铝膜基底上镀的 HLH (H 为 ZnS, L 为 MgF₂, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$) 三层膜(○)和铝膜基底(+)的微分散射率

将这些测量结果与理论结果相比较可以看出,在膜层层数较少时,于空间频率较低的范围,膜系的 BRDF 曲线与完全相关模型时的相符合,随着空间频率的增高,膜层界面的互相关特性明显地逐渐趋于部分相关模型。而在膜层层数较多时,如图 9 所示,膜系的散射特性与完全相关模型以及各界面有相同功率谱密度函数时的完全非相关模型均有较大的差别。这是因为在膜堆的制备过程中,尽管相邻界面具有很好的一致相关性,但随着膜层层数的增加,各界面的相关性依次变坏,因而靠近基底的界面与外层界面的相关特性逐渐变坏。膜层界面的相关特性完全偏离完全相关模型而趋于部分相关模型。由部分相关模型的(16)式可知,此时多层膜的散射光场由两部分组成:一部分是由各界面重复基底表面的不规则缺陷而产生的散射光场,这部分是完全相干的;另一部分则是由于各膜层厚度的随机起伏造成的,是完全非相干的。显然,为精确计算实际多层膜堆的散射特性,除已知基底表面的功率谱密度函数外,还必须正确估计各界面功率谱密度函数的增量 $\Delta g_i(k)$ 。一种可行的方法是在膜堆上涂镀一层不透明的铝膜,用以确定最外层界面与基底表面功率谱密度函数的差异。

四、结 论

本文以单界面的矢量散射理论为基础,提出一种计算多层光学薄膜的矢量散射波场分布的新方法,进而应用统计学原理讨论了完全相关、完全非相关、部分相关和单界面相关等膜层界面的互相关特性,及其相应的膜堆的矢量散射特性。推导中采用了薄膜光学的惯用概念,所得结果亦比较简洁。理论结果表明,即使膜系的光学参数完全相同,由于其界面互相关特性的差异,膜堆的散射损耗亦可能相差甚大。

对不同膜堆的微分散射率的测量结果表明,实际光学薄膜中膜层界面的互相关特性与膜层层数和界面不规则缺陷的空间频率有关。若膜层层数较少,则各界面较好地重复基底表面的形状,基本符合完全相关模型;而当膜层层数较多或不规则缺陷的空间频率较高时,膜层界面的互相关特性逐渐趋于部分相关模型。此外,它亦与所采用的蒸发技术有关。

本文为精确计算多层介质薄膜的散射波场分布、设计低散射损耗的薄膜器件,提供了一种简洁的理论方法和实验依据。

- [1] J. M. Eastmann, *Physics of Thin Films, Advances in Research and Development*, 10, Academic Press, (1978).
- [2] C. K. Carniglia, *Opt. Eng.*, 18(1979), 104.
- [3] J. M. Elson, *Appl. Opt.*, 16(1977), 2872.
- [4] S. J. Gourley and P. H. Lissberger, *Opt. Acta*, 26(1979), 117.
- [5] P. Bousquet, F. Flory and P. Roche, *J. Opt. Soc. Am.*, 71(1981), 1115.
- [6] R. W. Vook, *Opt. Eng.*, 23(1984), 343.
- [7] A. G. Dirks and H. J. Leamy, *Thin Solid Films*, 47(1977), 219.
- [8] K. H. Guenther, *Appl. Opt.*, 23(1984), 3936.
- [9] A. A. Maradudin and D. L. Mills, *Phys. Rev.*, B11(1975), 1392.
- [10] 张巨洪等, BASIC 语言程序库, 清华大学出版社, (1983).
- [11] 战元龄、王立, 光学学报, 9(1989), 635.

VECTOR SCATTERING THEORY AND EXPERIMENTS FOR MULTILAYER OPTICAL COATINGS

ZHAN YUAN-LING WANG LI

Department of Physics, Nankai University, Tianjin, 300071

(Received 27 March 1989)

ABSTRACT

A new method is presented for predicting the distribution of vector scattered fields of multilayer optical coatings. The scattering properties of film stacks with various interface cross-correlation models are discussed according to the statistical principles. The theory has been related to the familiar concepts of thin film optics, and simple results are obtained. It is shown theoretically that even though the optical parameters of the multilayer optical coatings are the same, the scattering losses can be quite different due to the different interface cross-correlations.

Measurements of the scattered field distribution of optical films have also been made, and from them the interface cross-correlations of the multilayer optical films are determined according to the vector scattering theory.

PACC: 4280C: 0380;4230