

文章编号: 0258-7025(2004)Supplement-0474-03

薄膜增强的 Goos-Hänchen 位移

李春芳^{1,2}, 杨晓燕², 张纪岳²

¹上海大学理学院物理系, 上海 200436

²中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 陕西 西安 710068

摘要 在单界面的全反射和双棱镜结构的受抑全内反射中, Goos-Hänchen (GH)位移量只能达到波长的量级, 在实验中很难对其进行探测。在镀有薄膜的玻璃棱镜界面上, 当入射角小于但接近于棱镜与薄膜(其折射率小于棱镜的折射率)界面的临界角时, 全反射光束的 GH 位移共振增强现象。分析表明, 在入射角给定的情况下, 共振峰的峰值随着薄膜厚度的增加而增加, 峰值位移量可以达到光波长的 100~1000 倍, 且位移量可通过改变入射角和薄膜厚度来调节。最后给出了为使反射光束的轮廓不变, 薄膜的厚度应满足的条件。

关键词 薄膜; 增强的 Goos-Hänchen 位移; 稳态相位法; 共振

中图分类号 O484

文献标识码 A

Thin-Film Enhanced Goos-Hänchen Shift

LI Chun-fang^{1,2}, YANG Xiao-yan², ZHANG Ji-yue²

¹Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, China;

²State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710068, China

Abstract The Goos-Hänchen (GH) shift that occurs in single-interface reflection and the frustrate-total-internal reflection is only of the order of the wavelength. The smallness of the shift for optical wavelength impedes its direct measurement in experiments. In this paper, the resonance-enhanced GH shift is investigated for totally reflected light beam from a thin-film coated prism at incidence angle less than, but close to the critical angle between the prism-film interfaces. It is shown that the GH shift oscillates with respect to the thickness of the thin film. Its maxima are approximately proportional to the thickness of the thin film, and the magnitude of the shift can be enhanced by a factor of 10^2 - 10^3 in comparison with the usual one. The GH shift can be modulated by changing the angle of incidence or the thickness of the thin film. Finally, the thickness of the film is required to satisfy a condition that is necessary to retain beam's profile in total reflection.

Key words Thin-film; enhanced-Goos-Hänchen shift; stationary phase; resonance

1 引言

当光束从光密介质入射到光疏介质中时, 在入射角大于临界角的条件下, 反射光束相对于几何反射会产生现在被称为 Goos-Hänchen(GH)的位移^[1]。理论和实验表明, GH 位移在表面光学^[2]、薄膜光学和非线性光学^[3,4]等方面都有着潜在的应用前景。在单界面的全反射^[5]和双棱镜结构的受抑全内反射^[6]中, GH 位移量只能达到波长的量级, 在实验中很难对其进行探测。研究表明, 若在玻璃棱镜的单界面

上镀一层折射率比较低的薄膜, 可使反射光束 GH 位移增强。当入射角、薄膜的厚度满足一定条件时, 该位移可以达到入射光波长的数百倍。

本文计算了在镀有薄膜的玻璃棱镜界面上, 当入射角小于棱镜与薄膜界面的临界角而大于棱镜与空气界面的临界角时, 反射光场和入射光场的复数振幅比, 利用稳态相位法得到了反射光束的 GH 位移, 分析了位移量与光束入射角和薄膜厚度的关系。最后讨论了为保持反射光束轮廓不变, 薄膜的厚度应满足的条件。

作者简介: 李春芳(1964-), 男, 中国科学院西安光学精密机械研究所研究员, 博士生导师, 中国高等科学技术中心(世界实验室)协联成员。E-mail: yang-xiaoyan78@sohu.com

2 GH 位移的稳态位相法分析

如图 1 所示, 折射率为 n_1 的玻璃棱镜表面镀有厚度为 a , 折射率为 n_2 的薄膜, 薄膜右边为空气, 折射率为 $n_3=1$ 。假设三种介质皆为非磁性介质, 其折射率的关系为 $n_1 > n_2 > n_3$ 。

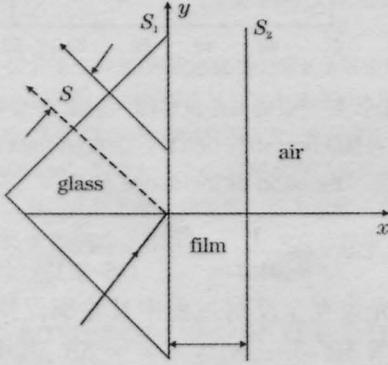


图 1 镀有薄膜的单界面结构图

Fig.1 Schematic of the dielectric thin film structure

频率为 ω 的光束在 S_1 界面上的入射角 θ_1 小于棱镜与薄膜界面的临界角 $\theta_{1c} = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ 而大于棱镜与空气界面的临界角 $\theta_{2c} = \sin^{-1}(n_3/n_1)$, 时间依赖关系取 $\exp(-i\omega t)$ 。对于 TE 极化波, 设入射波电场强度、反射波电场强度、薄膜中的电场强度和界面 S_2 上透射波的电场强度分别为:

$$E_i = E_i \exp[i(k_{1x}x + k_{1y}y)] \hat{z} \quad (1)$$

$$E_r = E_r \exp[i(-k_{1x}x + k_{1y}y)] \hat{z} \quad (2)$$

$$E_f = A \exp[i(k_{2x}(x-a) + k_{2y}y)] \hat{z} + B \exp[i(-k_{2x}(x-a) + k_{2y}y)] \hat{z} \quad (3)$$

$$E_t = E_t \exp[i(k_{3x}(x-a) + k_{3y}y)] \hat{z} \quad (4)$$

其中

$$k_{1x} = k_1 \cos \theta_1, \quad k_1 = (\epsilon_1 \mu_0 \omega^2)^{1/2},$$

$$k_{2x} = k_2 \cos \theta_2, \quad k_2 = (\epsilon_2 \mu_0 \omega^2)^{1/2},$$

$$k_{3x} = i\kappa = k_3 \cos \theta_3, \quad k_3 = (\epsilon_3 \mu_0 \omega^2)^{1/2},$$

$$k_{1y} = k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2,$$

ϵ_1 为玻璃的介电常数, ϵ_2 为薄膜介质的介电常数, ϵ_3 为空气的介电常数, μ_0 为介质的磁导率, θ_2 为光波在界面 S_2 上的入射角, 由 Snell's 定律决定, $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, $\cos \theta_3 = i(\sin^2 \theta_1 / \sin^2 \theta_2 - 1)^{1/2}$ 。

利用麦克斯韦方程组和边界条件可以推出

$$B = \exp(-2i\delta)A \quad (5)$$

其中 δ 由下式定义, $k_{2x} + i\kappa = \Delta \exp(i\delta)$, $\Delta = (k_2^2 - k_3^2)^{1/2}$ 。相应地在 S_1 界面上电场的反射系数为

$$r = \frac{\eta_1 \cos(k_{2x}a - \delta) + i\eta_2 \sin(k_{2x}a - \delta)}{\eta_1 \cos(k_{2x}a - \delta) - i\eta_2 \sin(k_{2x}a - \delta)} = \exp(2i\phi) \quad (6)$$

其中 $\eta_i = n_i \cos \theta_i$ ($i=1,2,3$), ϕ ($i=1,2,3$), ϕ 由下式给出

$$\tan \phi = \frac{\eta_2}{\eta_1} \tan(k_{2x}a - \delta) \quad (7)$$

式(6)表明, 在这种情况下光束的反射是全反射。对于 TM 极化波, 可以证明, 只要将式(6)和式(7)中的 η_i 表示为 $\eta_i = \cos \theta_i / n_i$ 即可, 其中定义为 $\delta = \arctan \frac{\epsilon_2 \kappa}{\epsilon_1 k_{2x}}$ 。

利用 Artmann's 位移公式^[7]可求出反射光束的 GH 位移如下,

$$S = -\frac{2}{k_1} \frac{d\phi}{d\theta_1} \quad (8)$$

由公式(8)得

$$S = \frac{2}{g^2 k_1} \left[\left(\frac{\eta_2^2 - \eta_3^2}{\eta_1 \eta_2} k_{2x} a + \frac{\eta_2^2 - \eta_3^2}{2\eta_1 \eta_2} \sin 2(k_{2x}a - \delta) - i \frac{\eta_3}{\eta_1} \right) \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} \tan \theta_2 - \frac{(\eta_2^2 - \eta_3^2) \sin 2(k_{2x}a - \delta) \tan \theta_1 + i \frac{\eta_3}{\eta_1} \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_3 \cos \theta_3} \tan \theta_3 \right] \quad (9)$$

其中

$$g^2 = (\eta_2^2 - \eta_3^2) \left[\frac{1}{\eta_2^2} \cos^2(k_{2x}a - \delta) + \frac{1}{\eta_1^2} \sin^2(k_{2x}a - \delta) \right] \quad (10)$$

3 场的共振及 GH 位移的增强

接下来讨论在入射角 θ_1 接近于棱镜与薄膜界面的临界角 θ_{1c} 时, GH 位移的增强现象。此时 $\theta_2 \rightarrow \pi/2$, S 可近似表示为

$$S \approx \frac{2}{g_0^2 k_1} \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \left[k_{2x} a + \frac{\sin 2(k_{2x}a - \delta)}{2} \right] \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} \tan \theta_2 \quad (11)$$

其中 $g_0^2 = \left[\frac{1}{\eta_2^2} \cos^2(k_{2x}a - \delta) + \frac{1}{\eta_1^2} \sin^2(k_{2x}a - \delta) \right]$ 。由于 $\eta_2 \rightarrow$

0 , g_0^2 取极小值的条件为 $k_{2x}a - \delta = (m+1/2)\pi$, ($m=0,1,2,K$), 换句话说, 取极大值的条件是

$$2k_{2x}a - 2\delta - \pi = 2m\pi, \quad m=0,1,2,K \quad (12)$$

方程(12)正是薄膜内光场产生共振的条件, 其中 -2δ 是在薄膜与空气界面上的反射相移[见式(5)], $-\pi$ 是光波在薄膜与玻璃界面上反射的半波损失。

将式(12)代入式(11)得 GH 位移的极大值如下

$$S_{\max} \approx \frac{\eta_1}{\eta_2} \frac{(2m+1)\pi + 2\delta}{k_1} \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} \tan \theta_2 \quad (13)$$

对于 TE 极化波, 有

$$S_{\max}^{\text{TE}} \approx \frac{2(m\pi+1)\pi + 2\delta}{k_1} \frac{n_1^2 \cos^2 \theta_1}{n_2^2 \cos^2 \theta_2} \tan \theta_2 \quad (14)$$

当薄膜的厚度为零, 即当玻璃棱镜的表面没有介质

膜时,反射光束的 GH 位移可由式(9)求得如下

$$S_0 = \frac{2i(\eta_3/\eta_1)}{(1-\eta_3^2/\eta_1^2)k_1} \left(\frac{n_1 \cos \theta_1 \tan \theta_3 - \tan \theta_1}{n_3 \cos \theta_3} \right) \Big|_{\theta_1 \rightarrow \theta_{lc}}$$

对于 TE 波,上式变为

$$S_0^{TE} = \frac{2}{k_1} \frac{n_1 \sin \theta_1}{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_3^2}} = \frac{2 \sin \theta_1}{\kappa} \quad (15)$$

比较式(14)和(15)可见,

$$\frac{S_{max}^{TE}}{S_0} = \frac{(2m+1)\pi + 2\delta}{2 \sin \theta_1} \frac{n_1^2 \cos^2 \theta_1}{n_2^2 \cos^2 \theta_2} \frac{\kappa}{k_1} \tan \theta_2 \quad (16)$$

由于当 $\theta_1 \rightarrow \theta_{lc}, \theta_2 \rightarrow \pi/2$ 由此上式表明介质膜内场的共振产生的 GH 位移增强是巨大的。

图 2 给出了反射光束 GH 位移(9)式随薄膜厚度变化的典型曲线,其中, $n_1=1.78, n_2=1.41$ ($\theta_{lc}=52.39^\circ$), $n_3=1$ ($\theta_{2c}=34.18^\circ$), 入射角 $\theta_1=51^\circ$, 入射光束为 TE 极化光束。从图 2 可以看出,在入射角接近临界角 θ_{lc} 时,随着薄膜厚度的增加, S 呈现出振荡行为。当薄膜的厚度满足条件(12)时, GH 位移发生共振增强;当薄膜的厚度不满足该条件时, GH 位移量相对比较小。这就表明,我们可以通过改变薄膜的厚度来改变反射光束的 GH 位移量。

从图 2 还可以看出,在 $a=0$ 处的 GH 位移,即没有介质膜时的 GH 位移很小,与有介质膜时的 GH 位移共振峰相比可以忽略不计。

图 3 给出了 $a=7\lambda$ 时 TE 反射光束的 GH 位移随入射角 θ_1 变化的曲线,可以看出,在入射角满足共振条件(12)时, GH 位移可增强到波长的数百倍。

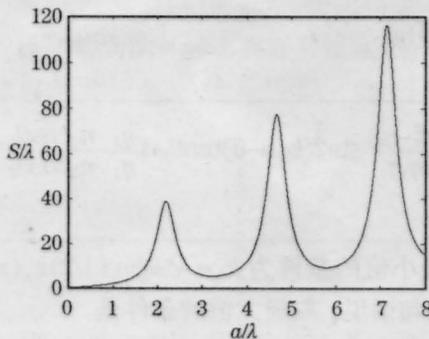


图 2 TE 波的反射光束的 GH 位移随薄膜厚度 a 的变化曲线
Fig.2 Goos-Hänchen shift of TE reflected light beam as a function of film thickness a

根据 S 取极大值的共振条件(12)可知,在其极大值附近, S 还可以近似表示为

$$S \approx \frac{2k_2 a}{g_0^2 k_1} \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \frac{n_1 \cos \theta_1 \tan \theta_2}{n_2 \cos \theta_2}$$

此式表明,图 3 中单个共振峰的半宽度近似等于周期函数 $1/g_0^2$ 的半高宽,该半高宽由下式给出,

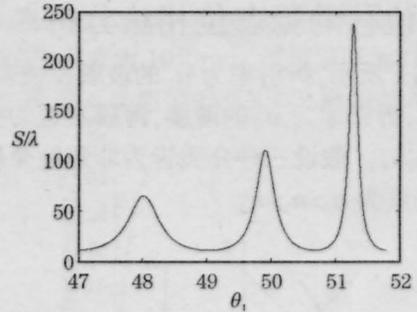


图 3 TE 反射光束的 GH 位移随入射角 θ_1 变化曲线
Fig.3 Goos-Hänchen shift of TE reflected light beam as a function of incidence angle

$$\Delta \theta_1 = \frac{1}{k_{lc} a \tan \theta_2} \sin^{-1} \frac{\eta^2}{(\eta_1^2 - \eta_2^2)^{1/2}}$$

为了保证光束在全反射过程中其轮廓保持不变,光束的发散角 $\delta\theta$ ($\sim \lambda/n\pi\omega$) 应不大于 $\Delta\theta_1$, 其中 ω 为光束的腰宽,由此我们可以得到薄膜厚度应满足的条件

$$a \leq \frac{\omega}{2 \cos \theta^4 \tan \theta_2} \sin^{-1} \frac{\eta^2}{(\eta_1^2 - \eta_2^2)^{1/2}}$$

4 结 论

以上分析表明,在镀有薄膜的玻璃棱镜界面上,当光束的入射角接近棱镜和薄膜界面的临界角 θ_{lc} 时,全反射光束的 GH 位移发生共振增强。当薄膜厚度和入射角满足共振条件时,反射光束的 GH 位移可以提高到几百个波长的量级。此外 GH 位移量可通过改变薄膜厚度或入射角来调节。为了保证反射光束的轮廓不变,薄膜的厚度应满足一定的条件。

参 考 文 献

- 1 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflektion[J]. *Ann. Physik*, 1947, 1: 333-346
- 2 N. J. Harrick. Study of physics and chemistry of surfaces from frustrated total internal reflections[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 4: 224-226
- 3 O. Emile, T. Galatyan, A. Le Floch. Measurement of the non-linear Goos-Hänchen effect for Gaussian optical beams [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75: 1511-1513
- 4 B. M. Jost, A. A. R. Al-Rashed, B. E. A. Saleh. Observation of the Goos-Hänchen effect in a phase-conjugate mirror [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 2233-2235
- 5 H. Gilles, S. Girard, J. Hamel. Simple technique for measuring the Goos-Hänchen effect with polarization modulation and a position-sensitive detector[J]. *Opt. Lett.*, 2002, 27: 1421-1423
- 6 A. Haibel, G. Nimtz, A. A. Stahlhofen. Frustrated total reflection: The double-prism revisited[J]. *Phys. Rev. E*, 2001, 63: 047601-1-047601-3
- 7 K. Artmann. Berechnung der seitenversetzung des totalreflektierten strahles[J]. *Ann. Physik*, 1948, 2: 87-102