

文章编号: 1001-9014(2006)04-0291-04

有限光束穿过薄介质板的类 Goos-Hänchen 位移

陈玺¹, 朱绮彪¹, 李春芳^{1,2}

(1. 上海大学理学院物理系, 上海 200444;

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:研究了有限光束穿过薄介质板时透射光束存在类 Goos-Hänchen 位移、角偏转、束腰宽度的修正以及焦点的纵向移动 4 种非几何光学效应;给出了位移反向时入射角及介质板的厚度所需满足的必要条件;报道了利用微波技术首次在实验上观测到穿过薄介质板时波束的反向 GH 位移. 这些奇异的光学现象将在光学器件和集成光学中具有潜在的应用.

关键词:类 Goos-Hänchen 位移;有限光束;角偏转

中图分类号: O431.2 **文献标识码:** A

GOOS-HÄNCHEN-LIKE DISPLACEMENT OF FINITE-SIZED LIGHT BEAMS THROUGH A THIN DIELECTRIC SLAB

CHEN Xi¹, ZHU Qi-Biao¹, LI Chun-Fang^{1,2}

(1. Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China;

2. State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica, Xi'an 710068, China)

Abstract: It was investigated that the finite-sized light beam transmitting through a thin dielectric slab would experiences four non-geometric effects, such as Goos-Hänchen-like (GHL) displacement, angular deflection, modification of waist width, and longitudinal focal shift. Necessary conditions were advanced for the GHL displacement to be backward. The experimental observations of the backward GHL displacement in the microwave region were reported for the first time. These novel phenomena will have potential applications in optical devices and integrated optics.

Key words: Goos-Hänchen-like displacement; finite-sized light beam; angular deflection

引言

众所周知,有限光束在平面电介质表面发生全内反射时,反射光束偏离了几何光学所预言的位置,在入射面内会发生侧向位移. 人们将这种侧向位移称为 Goos-Hänchen (GH) 位移^[1]. 随着激光的出现,人们对高斯光束的 GH 效应以及其他相关的非镜面反射效应做了大量的理论研究^[2-4]. 与此同时,人们对 GH 位移的研究还扩展到了双棱镜结构受抑全内反射^[5]、部分反射^[3,6,7]和多层结构^[4]情况下. 实验和理论表明, GH 位移在表面光学^[8]、薄膜光学和非线性光学^[9]等方面都有重要的应用前景.

早在 70 年代, Reesor 等人^[10,11]研究了介质板

结构中透射光束和反射光束的侧向位移. 理论和实验表明,当薄介质板厚度与入射波束的波长相当时,透射光束的位移不同于几何光学的预言. 随之, Hsue 和 Tamir^[7]曾经研究了在层状透射结构中反射光束和透射光束的侧向位移. 他们得出结论:在透射层状结构中,反射光束的侧向位移可以为正或是负,而透射光束的侧向位移则始终为正. 考虑到在薄介质板或是其他部分反射结构中透射光束或反射光束的侧向位移与全反射情况下的消逝场无关,故我们称这种侧向位移为类 Goos-Hänchen 位移,即 Goos-Hänchen-like (GHL) 位移. 事实上,该位移与几何光学所预言的结果是不同的,它是有限光束在微结构中边界效应相互作用的结果. 近年来,我们研究了有

收稿日期: 2005-05-23, 修回日期: 2006-01-18

Received date: 2005-05-23, revised date: 2006-01-18

基金项目: 国家自然科学基金 (60377025, 60407007)、上海市教委曙光计划 (01SG46)、上海市青年科技启明星跟踪计划 (03QM1405)、上海市科委基础研究重点 (04JC14036)、上海市教委青年基金 (04AC99) 和上海市重点学科 (T0104) 资助项目

作者简介: 陈玺 (1979-), 男, 上海市人, 上海大学理学院物理系无线电物理专业博士生, 主要从事微结构中有限光学传播特性的研究.

限光束在微结构中透射光束的 GHL 位移以及共振增强效应^[12-14]. 根据稳态相位理论,若度量的参考位置相同,有限光束穿过对称的薄介质板(介质板厚度与入射波束的波长相当)时,反射光束和透射光束的 GHL 位移相等,并且该侧向位移可正可负.

本文将着重叙述有限光束穿过薄介质板时透射光束的 GHL 位移以及实验验证. 利用高斯光束的二阶傍轴近似理论,我们进一步得到了实际透射光束的四种非几何光学效应,即:侧向位移,光束传播方向的角偏转,焦点的纵向移动和束腰的变化.

1 GHL 位移的稳态相位理论以及数值模拟

如图 1 所示,考虑在 z 方向均匀分布且角频率为 ω 的有限光束从 $x-y$ 平面左侧以光束中心波矢所对应的人射角 θ_0 入射到厚度为 a , 折射率、介电常数和磁导率分别为 n, ϵ 和 μ 的薄介质板上. 假设准直较好的人射光束的场强分布在 $x=0$ 分界面上是高斯型的,即 $\psi_{in}(x, y)|_{x=0} = \exp(-y^2/2w_y^2 + ik_y x)$, 它具有下列形式的 Fourier 积分

$$\hat{\psi}_{in}(x, y)|_{x=0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_y) \exp(ik_y y) dk_y \hat{z},$$

其中, $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$, $k_y = k \cdot \sin\theta$, θ 为相应 Fourier 分量的入射角, w_0 为入射光束的束腰半宽, $w_y = w_0 \cdot \sec\theta_0$, $A(k_y)$ 是高斯型的角谱分布,即

$$A(k_y) = w_y \exp\left[-\frac{w_y^2(k_y - k_{y0})^2}{2}\right],$$

$k_{y0} = k \cdot \sin\theta_0$, \hat{z} 为 z 方向的单位矢量, 隐含的时间依赖关系为 $\exp(i\omega t)$. 由此,透射光束在 $x=a$ 界面上的场强分布为

$$\hat{\psi}_t(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-k}^{+k} T(k_y) A(k_y) \exp(ik_y y) dk_y \hat{z},$$

其中,透射系数 $T = e^{i\varphi}/f$ 由下列复数的模和幅角决定,

$$f \exp(i\varphi) = \cos k'_x a + \frac{i}{2} \left(\frac{\chi k'_x}{k'_x} + \frac{k'_x}{\chi k'_x} \right) \sin k'_x a,$$

其中, $k_x = k \cos\theta$, $k'_x = k' \cos\theta'$, $k' = (\omega^2 \mu \epsilon)^{1/2}$, θ' 由 Snell 折射定律确定, $\sin\theta = n \sin\theta'$, 参数 χ 等于 ϵ/ϵ_0 或是 μ/μ_0 , 分别对应着两个线偏振态 TM 和 TE. 值得指出的是, $\varphi(k_y)$ 正是透射光束的相移.

根据稳态相位理论^[15], $d_t = -d\varphi/dk_y|_{\theta=\theta_0}$, 如图 1 所定义的透射光束的 GHL 位移可以表示为^[14]

$$d_t = a \tan\theta'_0 \frac{2\chi k'_{x0}}{k_{x0}}$$

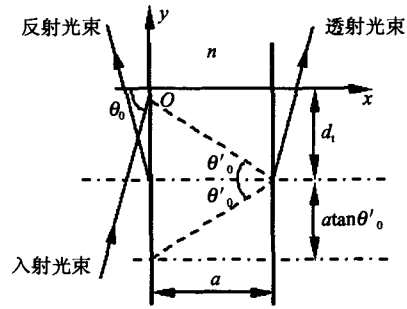


图 1 有限光束穿过薄介质板时产生反向 GHL 位移的示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the backward GHL displacements of the finite-sized light beam transmitted through a thin dielectric slab

$$\frac{k_{x0}^2(k'_{x0}{}^2 + \chi^2 k_{x0}^2) - [k'_{x0}{}^4 + \chi^2 k_{x0}^4 - k_{x0}^2 k'_{x0}{}^2 (\chi^2 + 1)] \sin 2k'_{x0} a / 2k'_{x0} a}{4\chi^2 k_{x0}^2 k'_{x0}{}^2 + (k'_{x0}{}^2 - \chi^2 k_{x0}^2)^2 \sin^2 k'_{x0} a}, \tag{1}$$

其中,下标 0 表示在函数在 $\theta = \theta_0$ 处的取值. 由式(1)可见,透射光束的 GHL 位移与由 Snell 折射定律所预言的几何光学的结果 $d_g = a \tan\theta'_0$ 是不同的. 进一步分析可以得到,透射光束的 GHL 位移为负值时入射角 θ_0 需满足的必要条件是^[12],

$$\cos\theta_0 < \left(\frac{n^2 - 1}{\chi^2 + 1} \right)^{1/2} \equiv \cos\theta_t, \tag{2}$$

由此可见,如果光束的入射角满足式(2),即 θ_0 大于阈值角 θ_t ,那么总有一些介质板的厚度能够使透射光束的 GHL 位移为负. 为了更容易观察到反向的 GHL 位移,并且保证光束在传播过程中不发生变形,介质板的厚度通常应取为波长量级,满足 $a < \lambda/4(n^2 - \sin^2\theta_0)^{1/2}$ ^[13]. 上述的稳态相位理论没有考虑实际光束的大小. 当考虑到实际的有限光束都是具有一定的发散角 $\Delta\theta$, 根据透射光束 GHL 位移的含义,其数值解 d^N 定义为,

$$|\psi_t(d^N)|^2 = \max\{|\psi_t(y)|^2\}.$$

通过高斯光束的数值模拟表明,光束的腰宽越大,即光束的发散角越小,数值模拟结果就越接近稳态相位的结果. 我们同样可以证明当薄介质板满足上述限制条件时,透射光束不发生严重变形,即稳态位相法成立.

2 高斯光束的二阶傍轴近似及其它非几何光学效应

在上述基础上,我们将利用高斯光束的二阶傍轴近似方法讨论了透射光束的 GHL 位移以及其他效应. 当光束发散角 $\Delta\theta \ll \pi/2 - \theta_0$ 时,透射光束表示为

$$\vec{\psi}_t(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} T(k_y) A(k_y) \exp[ik_x(x-a) + ik_y y] dk_y \hat{z},$$

利用二阶傍轴近似, $k_x \approx k_{x0} - (k_y - k_{y0}) \tan\theta_0 - (k_y - k_{y0})^2 / 2k \cos^3\theta_0$, 同时, 将透射系数 $T(k_y)$ 在 k_{y0} 处作 Taylor 级数展开保留到二阶项, 可以将透射光束写为 $\vec{\psi}_t(\vec{x}) \approx T(k_{y0}) \exp$

$$\left\{ -\frac{1}{2w_f^2} \left[y - L' + \frac{\eta F'}{w_m} - \left(\tan\theta_0 + \frac{\eta}{kw_m \cos^3\theta_0} \right) (x-a) \right]^2 \right\} \times \exp \left[i \left(k_{x0} - \frac{\eta}{w_m} \tan\theta_0 \right) (x-a) + i \left(k_{y0} + \frac{\eta}{w_m} \right) y \right] \hat{z}, \quad (3)$$

其中, $w_f^2 = w_m^2 + i[(x-a)/k \cos^3\theta_0 - F']$, $w_m^2 = w_y^2 + F''$, $\eta = L''/w_m$, L' , L'' , F' 和 F'' 为引入的 4 个新参量, 即

$$L = L' + iL'' = \frac{i}{T(k_{y0})} \frac{dT}{dk_{y0}},$$

$$F = F' + iF'' = -i \frac{d}{dk_{y0}} \left[\frac{1}{T(k_y)} \frac{dT}{dk_{y0}} \right].$$

首先, 从透射光束的式(3)可以看出, 实际透射光束仍然为高斯型. 根据透射光束表达式(3)的第三项看出, 透射光束的波矢方向是不同于几何光学的结果 (k_{x0}, k_{y0}) , 而是 $(k_{x0} - \eta \tan\theta_0 / w_m, k_{y0} + \eta / w_m)$. 这表明实际透射光束的传播方向离开由几何光学所决定的透射光束的传播方向存在角偏转,

$$\delta\theta = \frac{L''}{kw_m^2 \cos\theta_0}. \quad (4)$$

同样, 由式(3)第二项决定的透射光束的峰值轨迹

$$y = L' - \frac{\eta F'}{w_m} + \left(\tan\theta_0 + \frac{\eta}{kw_m \cos^3\theta_0} \right) (x-a) \approx L' - \frac{\eta F'}{w_m} + (x-a) (\tan\theta_0 + \delta\theta),$$

也可以得到相对应的角偏转. 因此, 由波矢所决定的传播方向和峰值轨迹所决定的传播方向是一致的, 并且与几何透射光束相比较, 都存在与光束束腰宽度有关的角偏转. 其次, 由式(3)可以得到透射光束在介质板界面 $x=a$ 上的 GHl 位移

$$d'_i = L' - \frac{\eta F'}{w_m}, \quad (5)$$

其中, L' 恰是稳态相位理论所得的 GHl 位移 d_i , 它与光束的束宽无关. 但是, 实际透射光束的 GHl 位移 d'_i 则是依赖于入射光束的束腰宽度. 当入射光束的束腰越宽, 即入射光束的发散角越小, 实际的位移量就越接近于稳态相位理论的结果. 此外, 与 Tamir 等人研究的反射光束相类似^[3,4], 实际透射光束除了具有 GHl 位移和角偏转这二种非几何光学

效应外, 还存在束腰宽度的修正和焦点的纵向移动.

3 透射波束 GHl 位移的微波测量

为在实验上观测到穿过不同厚度介质板的透射波束的 GHl 位移, 从而验证上述分析的结果, 我们选择 3cm 微波源为信号源, 利用微波功率检波管观测透射波束中心的位移. 微波实验框图如图 2 所示.

整个实验装置主要由以下几部分组成: 微波源、发射喇叭、转台、接收喇叭和检测设备. DH1121C 型微波源可产生频率为 8.6~9.6GHz 连续可调的连续或调制微波, 输出功率连续可调, 最大输出功率大于 20MW; 发射喇叭为直径 400mm 的抛物形喇叭, 偏振方向可调; 转台可进行 360° 旋转, 旋转精度为 0.1°; 接收喇叭为 105×140mm 的矩形喇叭; 检测设备包括 DH20A000 型微波功率检波管、TDS220 数字示波器、DH388A0 选频放大器及 DH2150 型电流指示器.

首先, 分别对波长为 32.8mm 的微波束透过 1mm、1.5mm、1.9mm、2.8mm、5mm、10mm、12.8mm 和 15mm 厚的有机玻璃板的透射波束的 GHl 位移进行了测量. 有机玻璃板的折射率 $n = 1.637$, 微波束的束腰半宽 $w_0 = 2.4\lambda$, $\lambda = 32.8\text{mm}$ 为微波的真空波长, 波束中心的人射角 $\theta_0 = 75^\circ$, 波束的偏振态为 TE. 根据式(4), 角偏转与介质板厚度之间的关系曲线如图 3 所示, 在考虑了角偏转对位移测量的影响后, 测量结果如图 4 所示, 其中, 实线表示稳态相位理论的结果, 虚线表示高斯波束数值模拟结果, 黑点表示 10 次测量的平均值, 并且标有标准偏差. 此外, 还选取 $a = 2.8\text{mm}$ 厚的有机玻璃板, 测量了不同入射角时的 GHl 位移. 在考虑了角偏移对位移测量的影响后结果如图 5 所示, 其中, 实线表示稳态相位理论的结果, 虚线表示高斯波束数值模拟结果, 黑点表示 10 次测量的平均值, 同时标有标准偏差.

由图 4 和图 5 可见, 实验结果与稳态相位理论以及高斯波束的数值模拟结果吻合的很好. 我们首次从实验上观察到了透射光束的反向 GHl 位移, 间

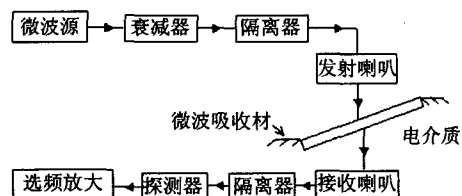


图 2 微波实验框图

Fig. 2 Diagram of microwave experimental setup

接证明了角偏转的存在。

4 结语

本文介绍了有限光束穿过薄介质板 GHL 位移的稳态相位理论,发现在一定的条件下,透射光束将呈现出与几何光学预言相反的结果,即位移为负值,给出了该位移取负值时入射角及板的厚度应满足的必要条件;在此基础上,我们通过高斯光束的二阶傍

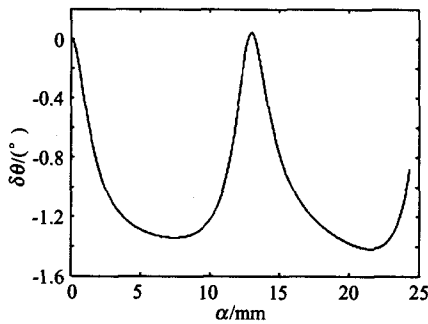


图3 透射光束的角偏转与介质板厚度之间的关系曲线
Fig. 3 Dependence of the angular deflection of the transmitted beam

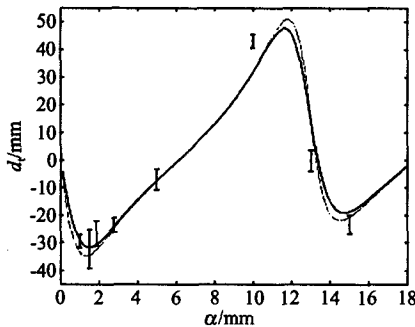


图4 透射光束的 GHL 位移与介质板厚度之间的关系曲线
Fig. 4 Dependence of the GHL displacement of the transmitted beam on the thickness of the slab

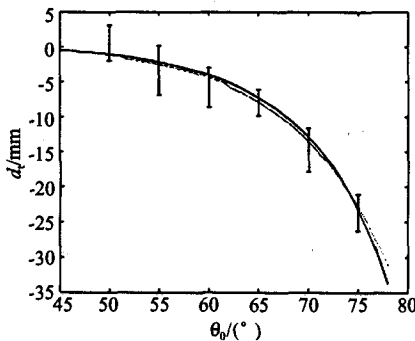


图5 透射光束的 GHL 位移与波束中心入射角之间的关系曲线
Fig. 5 Dependence of the GHL displacement of the transmitted beam on the incidence angle

轴近似发现了实际透射光束的 4 种非几何光学效应,即 GHL 位移、角偏转、光束束腰的变化及焦点的纵向移动。最后,利用微波技术对一系列不同厚度的有机玻璃板及不同入射角情况下的透射 GHL 位移进行了实验测量,首次在实验上观测到了穿过薄介质板时微波束所产生的反向位移,实验结果和理论结果吻合的很好。有限光束穿过薄介质板的 GHL 位移以及其他非几何光学效应的发现取决于入射光束的形状、入射角和介质折射率等参数的变化。这些新奇的现象必将在光调制器、光耦合器等新型的光学器件中具有潜在的应用。

REFERENCES

- [1] Goos F Von, Hänchen H. Ein neuer und funamentaler versuch zur totalreflexion [J]. *Ann. Phys.*, 1947, **1**:333—346.
- [2] Horowitz B R, Tamir T. Lateral displacement of a light beam at a dielectric interface [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, **61**(5):586—594.
- [3] Huse C W, Tamir T. Lateral displacement and distortion of beams incident upon a transmitting layer configuration [J]. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 1985, **2**(6):978—987.
- [4] Tamir T. Nonspecular phenomena in beam fields reflected by multilayered media [J]. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 1986, **3**(4):558—565.
- [5] Haibel A, Nimtz G, Stahlhofen A A. Frustrated total reflection: The double-prism revisited [J]. *Phys. Rev. E.*, 2001, **63**:047601.
- [6] Riesz R P, Simon R. Reflection of a Gaussian beam from a dielectric slab [J]. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 1985, **2**(11):1809—1817.
- [7] Hsue C W, Tamir T. Lateral beam displacements in transmitting layered structures [J]. *Opt. Com.*, 1984, **49**(6):383—387.
- [8] Harrick N J. Study of physics and chemistry of surfaces from frustrated total internal reflections [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, **4**:224—226.
- [9] Emile O, Galstyan T, Floch A Le, et al. Measurement of the nonlinear Goos-Hänchen effect for Gaussian optical beams [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**:1511—1513.
- [10] Arthur L, Read A, Reesor G E. Displacement of a microwave beam upon transmission through a dielectric slab [J]. *Can. J. Phys.*, 1979, **57**:1409—1413.
- [11] Arthur L, Read A, Wong Man, et al. Displacement of an electromagnetic beam upon reflection from a dielectric slab [J]. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 1978, **68**(3):319—322.
- [12] LI Chung-Fang, WANG Qi. Negative phase time for particles passing through a potential well [J]. *Phys. Lett. A.*, 2000, **275**:287—291.
- [13] HUANG Xing-Hua, LI Chun-Fang. Novel light beam propagation through optical "potential well" [J]. *Europhys. Lett.*, 2003, **63**(1):28—34.
- [14] LI Chun-Fang. Negative lateral shift of a light beam transmitted through a dielectric slab and interaction of boundary effects [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**:133903.
- [15] Artmann K V. Berechnung der seitenversetzung des reflektierten strahles [J]. *Ann. Phys.*, 1948, **2**:87—102.