

# 薄介质板结构中有限光束的多次反射及其重构

朱绮彪<sup>1</sup> 陈 玺<sup>1</sup> 李春芳<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> 上海大学理学院物理系, 上海 200444

<sup>2</sup> 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** 利用有限光束在薄介质板结构中多次反射及其重构揭示有限波束透射光束反常侧向位移产生的物理机制; 证明了物理上有限光束出现反常侧向位移的限制条件与稳态相位法成立的数学条件是一致的。通过数值模拟表明, 透射光束的反常侧向位移是因为有限光束在薄介质板结构中每个经过多次反射后具有不同相移的平面波分量重构的结果。对于整个波束而言, 透射光束的反常侧向位移是薄介质板结构中多次透射或反射的波束相干叠加产生的。

**关键词** 物理光学; 波束重构; 多次反射; 侧向位移

中图分类号 O431.2 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20092901.0262

## Multiple Reflections and Reshaping Effect of Finite-Sized Light Beams in Thin Dielectric Slab Configuration

Zhu Qibiao<sup>1</sup> Chen Xi<sup>1</sup> Li Chunfang<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China

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

**Abstract** The physical mechanism of the anomalous lateral displacement of the transmitted finite-sized light beam in a thin dielectric slab configuration is investigated from the view point of the interference between multiple light beams, due to the multiple reflections. The physical restriction, which agrees the mathematical condition of stationary phase approach, is advanced. Numerical stimulation shows that the anomalous lateral displacement is produced by the reshaping of the transmitted components undergoing different phase shifts due to the multiple reflections inside the slab. From the view point of a beam as a whole, the lateral displacement can be understood by the fact that the entire transmitted beam is the result of reshaping of the multiply transmitted beams.

**Key words** physical optics; reshaping effect; multiple reflections; lateral displacement

## 1 引 言

Goos 和 Hänchen<sup>[1]</sup>首先在实验上观察到了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, 即称为 Goos-Hänchen(GH)位移。人们利用稳态相位方法<sup>[2]</sup>、能流法<sup>[3]</sup>和角谱法<sup>[4]</sup>等多种理论模型解释这种现象。人们将对于 GH 位移的理论研究扩展到了受抑全内反射<sup>[5~9]</sup>、部分反

射<sup>[10~12]</sup>和多层结构<sup>[13~15]</sup>情况下。实验和理论表明, GH 位移在表面光学<sup>[13]</sup>、非线性光学<sup>[14]</sup>以及光波导器件<sup>[15]</sup>等方面都有重要的应用前景。

Read 等<sup>[10,11]</sup>研究发现当薄介质板厚度与入射波束的波长相当时, 透射光束的侧向位移不同于几何光学所预言的结果。李春芳等<sup>[19,20]</sup>进一步在理论和实验上证明薄介质板结构中透射和反射光束的侧向位移可以为正, 也可以为负。事实上, 薄介质板

收稿日期: 2008-05-06; 收到修改稿日期: 2008-06-30

基金项目: 国家自然科学基金(10774099, 60806041, 60877055)、上海市教育发展基金会晨光计划(2007CG052)、上海市青年科技启明星计划(08QA14030)、上海市无线电物理重点学科(S30105)和上海市教委重点学科(08JC14097)资助课题。

作者简介: 朱绮彪(1970-), 男, 讲师, 博士研究生, 主要从事光信息传输方面的研究。E-mail: qbzhu@shu.edu.cn

导师简介: 李春芳(1964-), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光信息传输方面的研究。E-mail: cfli@shu.edu.cn

结构中的负侧向位移与左手材料无关,有限光束在负折射率材料介质板结构中透射光束的侧向位移可以为正<sup>[21]</sup>。Hsue 和 Tamir<sup>[14]</sup>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,指出,有限光束的反常侧向位移是由于反射或透射光束的变形引起的。当考虑有限光束的侧向位移时,实际透射光束的波形与几何光学所预言的透射光束的波形一致。否则,当透射光束或反射光束严重形变时,侧向位移的描述将失去意义<sup>[22]</sup>。另一方面,由于薄介质板结构类似于 F-P 干涉仪,人们简单地认为有限光束的反常侧向位移是平面波多次反射后干涉的结果。本文利用有限波束多次反射方法分析有限波束在薄介质板结构中透射光束反常侧向位移的物理机制。通过数值模拟表明,有限光束在薄介质板结构中每个经过多次反射后引起不同相移的平面波分量重构的结果。对于整个波束而言,透射光束的反常位移是薄介质板结构中多次透射或反射的波束相干叠加而产生的。

## 2 反常侧向位移的稳态相位理论及有效性

假设在  $z$  方向均匀分布且角频率为  $\omega$  的 TE 极化波,某入射平面波分量是  $\psi_{in}(x) = \exp(ik \cdot x)z$ , 从  $x-y$  平面左侧以角度  $\theta$  入射到厚度为  $a$ , 折射率、

介电常数和磁导率分别为  $n, \epsilon$  和  $\mu$  的薄介质板上。其中,  $\mathbf{k} = (k_x, k_y) = (k \cos \theta, k \sin \theta)$ ,  $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ ,  $\mathbf{z}$  为  $z$  方向的单位矢量, 隐含的时间依赖关系为  $\exp(-i\omega t)$ 。透射光束所对应的平面波分量可以写成为  $\psi_{tr}(x) = T(k_y) \exp[ik_x(x-a) + ik_y y]$ 。考虑光束在薄介质板两个边界上经历多次反射, 因此透射系数可以写为

$$T(k_y) = \sum_{N=1}^{\infty} T_N = T_1 \left[ 1 - \left( \frac{k'_x - k_x}{k_x + k'_x} \right)^2 \exp(2ik'_x a) \right]^{-1}, \quad (1)$$

式中  $k'_x = k' \cos \theta'$ ,  $k' = (\omega^2 \mu \epsilon)^{1/2}$ ,  $\theta'$  由 Snell 折射定律确定,  $\sin \theta = n \sin \theta'$ ,

$$T_1 = \frac{4k_x k'_x}{(k_x + k'_x)^2} \exp(ik'_x a),$$

$$\frac{T_{N+1}}{T_N} = \left( \frac{k'_x - k_x}{k_x + k'_x} \right)^2 \exp(2ik'_x a),$$

$$N = 1, 2, 3, \dots$$

同时, 可以将透射系数 (1) 式写成  $T(k_y) = \exp(i\varphi)/f$ , 由下列复数的模和幅角决定:

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

由此, 可得到透射光束在  $x = a$  处相对于入射光束在  $x = 0$  处的相移为

$$\varphi = \text{ent} \left( \frac{k'_x a}{\pi} + \frac{\pi}{2} \right) \pi + \arctan \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{k_x}{k'_x} + \frac{k'_x}{k_x} \right) \tan k'_x a \right]. \quad (2)$$

因此, 如图 1 所定义的透射光束的侧向位移,  $d_t = -d\varphi/dk_y |_{\theta=\theta_0}$ <sup>[2,20]</sup>, 即

$$d_t = a \tan \theta'_0 \frac{2k'_{x0} k_{x0} (k'^2_{x0} + k^2_{x0}) - (k'^2_{x0} - k^2_{x0})^2 \sin 2k'_{x0} a / 2k'_{x0} a}{4k^2_{x0} k'^2_{x0} + (k^2_{x0} - k'^2_{x0})^2 \sin^2 k'_{x0} a}. \quad (3)$$

进一步分析可以得到, 透射光束的侧向位移为负值时入射角  $\theta_0$  需满足的必要条件是

$$\cos \theta_0 < \left( \frac{n^2 - 1}{2} \right)^{1/2} \equiv \cos \theta_t. \quad (4)$$

由 (3) 式可见, 透射光束的类 Goos-Hänchen (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。

当考虑高斯光束以中心波矢所对应的入射角  $\theta_0$  入射到薄介质板结构时, 入射光束可以表示为

$$\psi_{in}(x, y) = \int_{-k}^k A(k_y) \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_y z, \quad (5)$$

式中  $A(k_y)$  为入射光束的角谱分布,

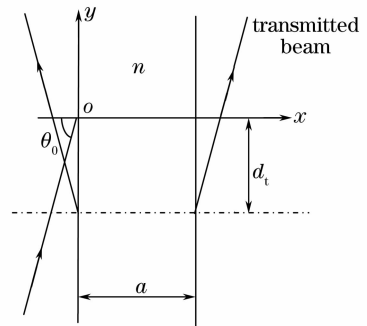


图 1 有限光束穿过薄介质板时产生反向侧向位移的示意图  
Fig.1 Schematic diagram of the anomalous lateral displacement when the light beam is transmitting through a thin dielectric slab

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

$w_y = \omega_0 \sec \theta_0$ ,  $k_{y0} = k \sin \theta_0$ , 以及  $\omega_0$  为入射光束的束腰半宽。假设入射光束准直性很好, 则入射光束可以写成

$$\psi_{in}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k_y) \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_y z.$$

定义几何的透射光束为

$$\psi_{gt}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} T_1 A(k_y) \exp\{i[k_x(x-a) + k_y y]\} dk_y z, \quad (6)$$

而实际透射光束为

$$\psi_{tr}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} T(k_y) A(k_y) \exp\{i[k_x(x-a) + k_y y]\} dk_y z. \quad (7)$$

把  $T_1$  代入(6)式中几何反射光束的相移写成  $k_x(x-a) + k_y(y + a \tan \theta')$ , 与入射光束相比较, 得到透射光束在  $x = a$  处出现了几何光学所预期的位移  $a \tan \theta'$ 。比较(5)式和(6)式, 几何透射光束形状与入射光束相比几乎不变。对于实际的透射光束而言, 当要求实际透射光束和入射光束的形状保持不变时, 即要求透射光束的相移随  $k_y$  线性变化

$$\varphi(k_y) = \alpha + \beta(k_y - k_{y0}), \quad (8)$$

此时, 代入  $T(k_y) = \exp(i\varphi)/f$ , 透射光束(7)式可以写成

$$\psi_{tr}(x, y) = \exp(i\alpha) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{f} A(k_y) \times \exp\{i[k_x(x-a) + k_y(y + \beta)]\} dk_y z,$$

式中  $\alpha$  意味着入射光束的每一个平面波分量经历多次反射以后所引起的相移相同,  $-\beta$  正是稳态相位方法所定义的侧向位移为  $d_t$ 。

比较透射光束(7)式、入射光束(5)式和几何反射光束(6)式比较, 说明了透射光束的反常侧向位移不是波束变形产生的, 而是波束重构的结果。由于在薄介质板结构中的多次反射, 每个平面波产生的相移不同。正是这些不同平面波所对应的不同相移引起了透射光束的重构。在物理上, 为了保持透射光束不发生严重的形变, 对于入射光束的发散角以及薄介质板的厚度提出了限制条件。首先, 对于束腰宽度为  $w_0$  的有限光束, 总是具有相应的发散角  $\Delta\theta$ 。当考虑有限光束以较大的角度入射到介质板上时, 即要求其所有的平面波分量全部进入介质板。为此, 光束的入射角  $\theta_0$  应该满足

$$\pi/2 - \theta_0 \gg \Delta\theta. \quad (9)$$

由此可见, (9)式要求光束的发散角较小, 即入射光束具有很好准直性。另外, 对于整个波束而言, 透射波束是由于波束在介质板结构中多次反射后, 多次透射光束的相干叠加而成的。为了保证多次透射光束的相干叠加, 每个相邻的两个透射波束在界面  $x = a$  处的间隔距离  $2a \tan \theta'_0$  应该远小于  $w_y$ , 即

$$a \ll a_c \equiv \frac{w}{2 \cos \theta_0 \tan \theta'_0}. \quad (10)$$

为说明上述限制条件在测量反常侧向位移的实验中完全可以实现, 选择物理参数如下  $\theta_0 = 80.2^\circ$ ,  $n = 1.605$ ,  $w_0 = 8\lambda$ ,  $\lambda = 32.8 \text{ mm}^{[20]}$ 。当然, 本文所理论和数值计算对光频段(例如对 He-Ne 激光)同样成立。针对上述物理参数, 由(10)式可以得到  $a \ll a_c \equiv 30.4\lambda$ 。此外, 在此限制条件下, 透射系数的模  $|T(k_y)|$  在角谱分布  $A(k_y)$  的范围内缓慢变化。事实上, 上述得到的对介质板厚度  $a$  的限制条件与文献是一致的<sup>[21]</sup>。因此, 在物理上, 当实际透射光束与入射光束的形状保持不变时, 入射光束和薄介质板必须满足上述两个物理条件(9)式和(10)式。

根据上述稳态相位方法, 可以通过(8)式得到, 在数学上当实际透射光束与入射光束的形状保持不变时, 要求在角谱分布  $A(k_y)$  的范围内透射光束的相移  $\varphi(k_y)$  随  $k_y$  线性变化<sup>[22]</sup>。为此, 将透射系数的相移  $\varphi(k_y)$  表示为在  $k_y = k_{y0}$  处的一级泰勒级数

$$\varphi(k_y) \approx \varphi(k_{y0}) + \frac{d\varphi}{dk_{y0}}(k_y - k_{y0}), \quad (11)$$

式中  $d/dk_{y0}$  是对  $k_y$  微分在  $k_y = k_{y0}$  处的值。如图 2 中所示, 当  $a = 0.85\lambda \ll a_c$  时在角谱分布  $A(k_y)$  的范围内透射光束的相移  $\varphi(k_y)$  随  $k_y$  线性变化。其中,

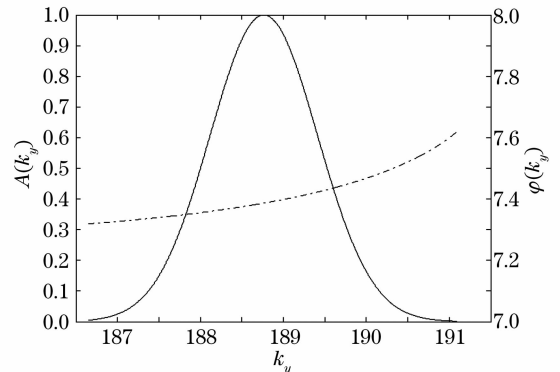


图 2 高斯光束的角谱分布  $A(k_y)$ (实线), 透射光束相移  $\varphi(k_y)$ (虚线) 随  $k_y$  的变化关系

Fig. 2 Angle spectrum distribution of Gaussian beams (solid curve), and dependence of the transmitted phase shift  $\varphi(k_y)$  (dashed curve) on  $k_y$

实线表示高斯光束的角谱分布  $A(k_y)$ , 虚线表示透射光束相移  $\varphi(k_y)$  随  $k_y$  的变化关系, 波长  $\lambda = 32.8 \text{ mm}$ ,  $n = 1.605$ , 入射角  $\theta_0 = 80.2^\circ$ ,  $a = 0.85\lambda$ , 和  $\omega_0 = 8\lambda$ . 同时, 当入射角  $\theta_0$  接近于  $\pi/2$  时, 透射光束相移  $\varphi(k_y)$  随  $k_y$  的变化剧烈, 因此, 相移  $\varphi(k_y)$  在  $\theta_0 = \pi/2$  处不可导。

为了证明在物理和数学上的限制条件是一致的, 将(11)式写成

$$\frac{d\varphi}{dk_{y0}} \approx \frac{\varphi(k_y) - \varphi(k_{y0})}{k_y - k_{y0}}, \quad (12)$$

由于考虑在  $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$  处  $\varphi(k_y)$  的值, (12) 式的右边变成

$$R = \frac{\varphi(k_{y0} + k_{x0}\Delta\theta) - \varphi(k_{y0})}{k_{x0}\Delta\theta},$$

而左边则是

$$L = \frac{d\varphi}{dk_{y0}}.$$

现在  $R$  和  $L$  都是光束中心波矢所对应的入射角  $\theta_0$  的函数。图 3 所示, 当入射角  $\theta_0$  接近于  $\pi/2$  时, (12) 式不成立。其中, 波长  $\lambda = 32.8 \text{ mm}$ , 介质板的折射率  $n = 1.605$ ,  $a = 0.85\lambda$ 。进一步分析表明, 当介质板厚度增加时,  $R$  和  $L$  的差别将随之增大。特别是, 当限制条件(10)式不满足时, (12) 式也将不成立。由此, 我们证明了当要求实际透射光束的形状在传播过程中保持不变时, 物理上对入射光束的入射角和薄介质板的厚度提出的限制条件与在数学上稳态相位方法成立的要求是一致的。由于(11)式与物理条件(9)式和(10)式是一致的, 因此数学上稳态相位法成立的条件在物理实验上完全可以满足。进一步考虑(11)式不满足时, 透射光束将出现其他非

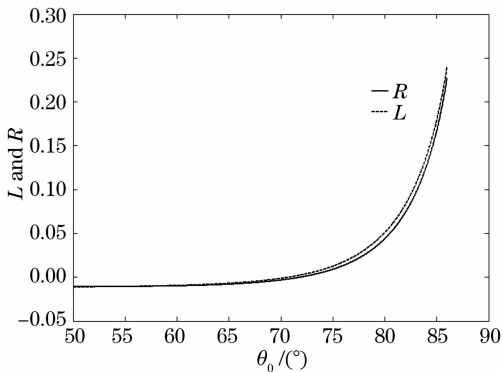


图 3  $d\varphi/dk_{y0}$  随入射角  $\theta_0$  的变化。实线表示右边  $R$ , 虚线表示左边  $L$

Fig. 3 Dependence of  $d\varphi/dk_{y0}$  on the angle of incidence, and the solid and dashed curves indicate the  $R$  and the  $L$ , respectively

几何光学效应。如文献[20]所提及的, 当将透射系数的相移  $\varphi(k_y)$  在  $k_y = k_{y0}$  处的泰勒级数保留到二阶时, 透射光束将出现束腰的变化。

### 3 有限波束多次反射及其重构

当入射光束满足条件(10)式时, 高斯型透射光束可以写成

$$\psi_{tr}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} T(k_y) A(k_y) \times \exp\{i[k_x(x-a) + k_y y]\} dk_y, \quad (13)$$

而几何透射光束则为,

$$\psi_{gr}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} T_1 A(k_y) \times \exp\{i[k_x(x-a) + k_y y]\} dk_y. \quad (14)$$

前面已经证明几何透射光束与入射光束的形状保持一致, 其侧向位移就是几何光学所预言的位移  $a \tan \theta'_0$ 。将通过数值模拟进一步分析实际透射光束的侧向位移以及形状。如图 4 所示, 归一化的透射光束的场强分布, 实线表示为几何透射光束, 虚线表示实际透射光束, 其中, 波长  $\lambda = 32.8 \text{ mm}$ ,  $n = 1.605$ , 入射角  $\theta_0 = 80.2^\circ$ ,  $a = 0.85\lambda$ ,  $\omega_0 = 8\lambda$ 。图 4 说明, 当介质板厚度  $a = 0.85\lambda$  满足(11)式, 实际透射光束的侧向位移为负值  $-1.48\lambda$ , 并且实际透射光束与几何透射光束形状几乎一致。这说明了有限光束在薄介质板结构中重构的机制。由此可见, 由于每个平面波经过多次反射后产生的相移不同, 因此有限光束的反常侧向位移是经历不同相移的平面波重构的结果, 不是由于光束的变形引起的。如图 5

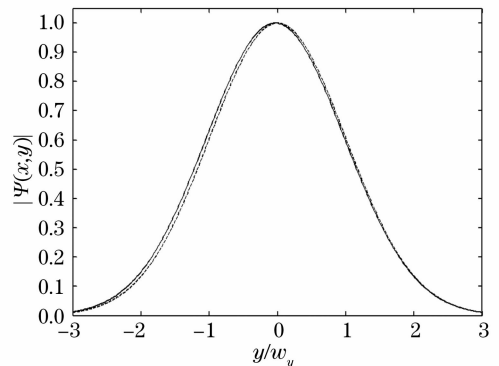


图 4 归一化的透射光束的场强分布。实线表示为几何的透射光束, 虚线表示实际的透射光束

Fig. 4 Intensity distribution of normalized transmitted beam. The solid and dashed curves indicate the geometric transmitted beam and the real transmitted beam

所示,当介质板厚度  $a=80\lambda$  不满足对于介质板厚度的限制条件(11)式时,实际透射光束的形状与几何光束的形状相比发生了严重的形变,其中物理参数与图 4 相同。实线表示实际透射光束的场强分布。当介质板厚度  $a=80\lambda$  时,在角谱分布  $A(k_y)$  的范围内透射光束的相移  $\varphi(k_y)$  随  $k_y$  剧烈变化。因此,实际透射光束发生了形变。当讨论有限光束的侧向位移时,总是将实际透射光束与几何透射光束相比较的。如何透射光束与几何透射光束相比较发生了严重的形变,此时谈论其侧向位移已经失去意义了。

此外,根据(1)式可以将每次经过介质板的透射光束可以写成

$$\psi_N(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} T_N A(k_y) \times \exp\{i[k_x(x-a) + k_y y]\} dk_y z,$$

由此,整个透射光束可以写成

$$\psi_{tr}(x, y) = \sum_{N=1}^{\infty} \psi_N(x, y) \equiv \sum_{N=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_N A(k_y) \times \exp\{i[k_x(x-a) + k_y y]\} dk_y z. \quad (15)$$

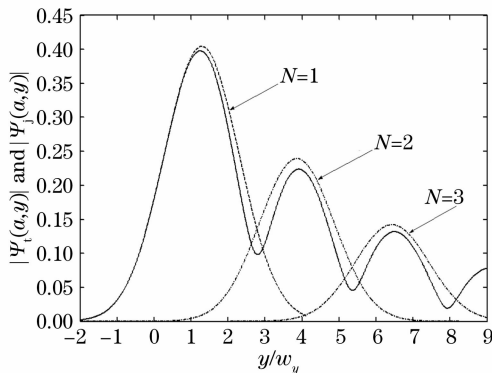


图 5 透射光束的场强分布,实线表示实际透射光束的场强分布,虚线 1,2,3 分别表示每个经历多次反射后的透射光束

Fig. 5 Intensity distribution of the transmitted beam, the solid curve indicates the real intensity distribution, and the dashed curves 1, 2, 3 indicate the each transmitted beam due to multiple reflections

如图 5 所示,当  $a=80\lambda$  时透射光束的场强分布。实线表示实际的透射光束,虚线表示每个穿过薄介质板的透射光束  $\psi_N(x, y)$  ( $N=1, 2, 3$ ),其中  $\psi_1(x, y)$  恰是前面定义的几何透射光束。图 5 表明整个透射光束等于是由经过薄介质板后透射光束  $\psi_N(x, y)$  叠加而成的。

此外,从图 5 中的虚线 1,2,3 可以看出,相邻两个透射光束在沿  $y$  方向上的距离  $a \tan \theta'_0$  近似等于

束腰的宽度,显然不满足介质板厚度的限制条件(11)。因此,实际的透射光束与几何透射光束相比严重变形。实际透射光束在  $y$  方向上相继出现了多个峰值,这恰恰反映了在薄介质板结构中有限光束的多次反射。

总之,从整个波束而言,实际透射光束是每个经过薄介质板后透射光束的相干叠加。但是,通常情况下,在研究 F-P 多光束干涉仪时,介质板的厚度远大于波束的宽度因此,人们通常近似地考虑平面波之间的干涉。在这里讨论的是与传统的 F-P 多光束干涉仪是不同的情况。当介质板厚度与波长可比拟时,在薄介质板结构中有限光束的多次反射和重构将产生反常侧向位移。这将有利于人们更深刻地理解薄介质板结构中反常侧向位移产生的物理机制。

## 4 结 论

利用多次反射方法分析了有限波束在薄介质板结构中透射光束反常侧向位移产生的物理机制。在数学上和物理上证明了有限光束出现反常侧向位移的限制条件。研究表明,有限光束的反常侧向位移是由于每个平面波经历不同相移后重构的结果,不是由于光束的变形引起的。事实上,当透射光束或者反射光束发生严重形变时,谈论有限光束的侧向位移是没有意义的。单界面上全反射光束的 GH 位移同样也是波束重构产生的,所不同的是,在薄介质板结构中多次反射引起了每个平面波的相移不同。而在全反射情况下每个平面波经过全反射后产生不同的相移。另外,在薄介质板结构中整个透射光束是每个经过多次反射光束相干叠加而成的。因此,当薄介质板厚度接近波长时,透射光束的反常侧向位移可以认为是多个透射光束相干叠加产生的。总之,光学微结构中有限光束的多次反射以及重构现象将有利于理解反常侧向位移的物理机制,为利用反常侧向位移设计新型光学器件原理打下理论基础。

## 参 考 文 献

- 1 F. Von Goos, H. Hänchen. Ein neuer und funamentaler versuch zur totalreflexion[J]. *Ann. Phys.* (Leipzig), 1947, **436**(7): 333~346
- 2 K. V. Artmann. Berechnung der seitenversetzung des reflektieren strahles[J]. *Ann. Phys.* (Leipzig), 1948, **6**(2): 87~102
- 3 R. H. Renard. Total reflection; A new evaluation of the Goos-Hänchen shift[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, **54**(10): 1190~1197
- 4 M. McGuirk, C. K. Carniglia. An angular spectrum representation approach to the Goos-Hänchen shift[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(1): 103~107

- 5 A. Haibel, G. Nimtz, A. A. Stahlhofen. Frustrated total reflection: The double prism revisited[J]. *Phys. Rev. E*, 2001, **63**(4): 047601~047603
- 6 Zhu Qibiao, Li Chunfang, Chen Xi. Goos-Hänchen shift of the transmitted light beam in a two-prism configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(5): 673~677  
朱绮彪, 李春芳, 陈玺. 双棱镜结构中的透射光束的 Goos-Hänchen 位移[J]. *光学学报*, 2005, **25**(5): 673~677
- 7 Duan Tao, Li Chunfang, Yan Xiaoyan *et al.*. Thin-film enhanced Goos-Hänchen shift in frustrated total reflection configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11): 1744~1748  
段涛, 李春芳, 杨晓燕等. 电介质膜对受抑全内反射结构中古斯-汉欣位移的增强[J]. *光学学报*, 2006, **26**(11): 1744~1748
- 8 Li Chunfang, Yan Xiaoyan, Duan Tao *et al.*. Microwave measurement of dielectric film-enhanced Goos-Hänchen shift[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(6): 753~755  
李春芳, 杨晓燕, 段涛等. 电介质膜增强的 Goos-Hänchen 位移的微波测量[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6): 753~755
- 9 Ge Guoku, Li Chunfang, Duan Tao *et al.*. Enhancement of Goos-Hänchen shift in prism-film coupling configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(4): 768~772  
葛国库, 李春芳, 段涛等. 棱镜-薄膜耦合结构中光束 Goos-Hänchen 位移的增强[J]. *光学学报*, 2008, **28**(4): 768~772
- 10 L. Arthur, A. Read, G. E. Reesor. Displacement of a microwave beam upon transmission through a dielectric slab[J]. *Can. J. Phys.*, 1979, **57**(9): 1409~1413
- 11 L. Arthur, A. Read, 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 R. P. Riesz, R. Simon. Reflection of a Gaussian beam from a dielectric slab[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(11): 1809~1817
- 13 C. W. Hsue, T. Tamir. Lateral beam displacements in transmitting layered structures[J]. *Opt. Commun.*, 1984, **49**(6): 383~387
- 14 C. W. Hsue, T. Tamir. Lateral displacement and distortion of beams incident upon a transmitting layer configuration[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(6): 978~987
- 15 T. Tamir. Nonspecular phenomena in beam fields reflected by multilayered media[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, **3**(4): 558~565
- 16 N. J. Harrick. Study of physics and chemistry of surfaces from frustrated total internal reflections[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, **4**(5): 224~226
- 17 O. Emile, T. Galstyan, F. Bretenaker *et al.*. Measurement of the nonlinear Goos-Hänchen effect for Gaussian optical beams[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(8): 1511~1513
- 18 T. Yu, H.-G. Li, Z.-Q. Cao *et al.*. Oscillating wave displacement sensor using the enhanced Goos-Hänchen effect in a symmetrical metal-cladding optical waveguide[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(9): 1001~1003
- 19 C.-F. Li. Negative lateral shift of a light beam transmitted through a dielectric slab and interaction of boundary effects[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(13): 133903
- 20 X. Chen, Q.-B. Zhu, C.-F. Li. Goos-Hänchen-like displacement of finite-sized light beams through a thin dielectric slab[J]. *J. Infrared and Millimeter Waves*, 2006, **25**(4): 291~294  
陈玺, 朱绮彪, 李春芳. 有限光束穿过薄介质板的类 Goos-Hänchen 位移[J]. *红外与毫米波学报*, 2006, **25**(4): 291~294
- 21 X. Chen, C.-F. Li. Lateral shift of transmitted light beam through a left-handed slab[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **69**(6): 066617
- 22 J.-L. Shi, C.-F. Li, Q. Wang. Theory of the Goos-Hänchen displacement in total internal reflection[J]. *Inter. J. Mod. Phys. B*, 2007, **21**(16): 2777~2791