

光束非相干性对光子晶体缺陷模式 透射位移的影响分析

王雅莉 陈园园 施解龙

(上海大学理学院物理系, 上海 200436)

摘要 利用非相干理论和传输矩阵法研究了非相干光束在一维含缺陷层的光子晶体中的传输, 分析了光束的非相干性和入射角度对缺陷模式透射位移和光子晶体反射面上位移的影响。结果表明, 光束相干性越强, 透射和反射位移量越大; 入射角度增大, 透射和反射位移量也都增大。并与不含缺陷结构的光子晶体的通带频率光束相比较, 发现缺陷层的引入会使透射位移量增大, 在不同相干条件下, 缺陷模式的透射位移量要更大些。

关键词 光子晶体; 非相干光束; 古斯-汉欣位移; 缺陷模式

中图分类号 O451 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201131.1226002

Influence of Beam Incoherence on the Lateral Shifts of Defect Modes in Photonic Crystals

Wang Yali Chen Yuanyuan Shi Jielong

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, China)

Abstract The propagation properties of incoherent light beams through a one-dimensional photonic crystal with a defect layer are investigated by means of incoherent theory and transfer matrix method. The influence of incoherence and the incident angle on the transmitted lateral shifts of defect modes and the lateral shifts on the reflecting surface of the photonic crystal are discussed. The transmitted and reflected lateral shifts are both enhanced with the strengthening of coherence. In comparison with the pass band of one-dimensional photonic crystal without a defect layer, it is found that the defect layer will increase the transmitted shift. In different incoherent conditions, the shift of defect modes is always larger than that of other waves in pass band.

Key words photonic crystal; incoherent light beam; Goos-Hänchen shift; defect modes

OCIS codes 260.1180; 350.4238; 350.5500; 350.7420

1 引 言

1947年, 德国科学家 Goos 和 Hänchen 发现, 当一束光在两种介质的分界面上发生全反射时, 反射光束在界面上相对于几何光学预言的位置有一个很小的侧向位移, 称为 Goos-Hänchen 位移^[1,2], 简称 GH 位移。自 GH 位移被证实以来, 就在许多领域被广泛研究。光子晶体是一种折射率在空间周期性分布的人工材料, 具有许多新奇的特性, 光子晶体中的 GH 位移特性也日益被人们关注^[3~6]。

目前, 多数关于光子晶体的理论和实验研究总是聚焦在相干光条件的基础之上, 因此一维光子晶体中的相干电磁场研究相对成熟完整, 而针对非相干光条件下的一维光子晶体 Goos-Hänchen 位移的研究却很少^[7,8]。实际激光器发出的光束并不能达到完全相干, 且基模光束为高斯光束, 因此在理论上多采用 Gaussian-Schell 模型来描述部分相干光束^[9~13]。Gaussian-Schell 模型光束在自由空间中的传播规律类似于高斯激光束, 也同样可以产生与

收稿日期: 2011-05-23; **收到修改稿日期:** 2011-07-15

基金项目: 国家自然科学基金(60677030, 60808002, 10804070)和上海市重点学科建设项目(S30105)资助课题。

作者简介: 王雅莉(1987—), 女, 硕士研究生, 主要从事光子晶体方面的研究。E-mail: darkwhite@shu.edu.cn

导师简介: 陈园园(1977—), 女, 博士, 副研究员, 主要从事光子晶体方面的研究。E-mail: cyyuan@staff.shu.edu.cn

(通信联系人)

单模激光一样的远场光强分布,即具有良好的方向性和能量集中度。Gaussian-Schell 模型光束不仅能相对容易地作理论分析,而且在实际中很容易实现,也可由高斯光束进行转换。本文讨论了 Gaussian-Schell 模型的空间非相干光束在一维含缺陷的光子晶体中的传输,研究了非相干性对缺陷模式透射 GH 位移的影响。

2 理论模型

一维含缺陷层的光子晶体结构 $(AB)^m D(AB)^m$ 如图 1 所示,D 为缺陷层。介质层 A,B,D 的折射率

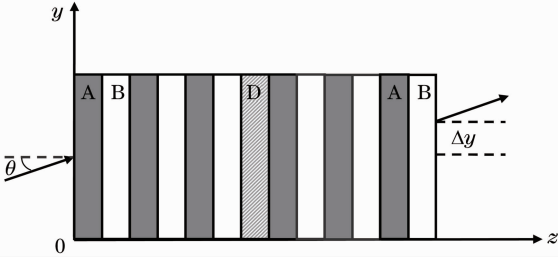


图 1 光束入射一维光子晶体结构示意图

Fig. 1 Schematic of a one-dimensional photonic crystal

分别为 n_A, n_B 和 n_D ,各层的厚度为 d_A, d_B 和 d_D 。首先考虑相干光情况,即假设一束 TE 偏振的高斯相干光束在一维光子晶体入射面($z=0$)处以入射角 θ 从空气入射到一维光子晶体中。

入射光在一维光子晶体中的传播满足 Maxwell 方程组,可以写出光子晶体中任一介质层的传输矩阵为^[4,7]

$$M_j(\Delta z, k_y) = \begin{bmatrix} \cos(k_{zj} \Delta z) & i \frac{1}{q_j} \sin(k_{zj} \Delta z) \\ iq_j \sin(k_{zj} \Delta z) & \cos(k_{zj} \Delta z) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $q_j = n_j^{-1} \cos \theta_j, j = 1, 2, 3, \dots, N, n_j$ 和 θ_j 分别为光子晶体第 j 层中的折射率和入射角, k_{zj} 是第 j 层中 z 方向上的波矢分量。根据传输矩阵法,有

$$X(z_{j-1} + \Delta z, k_y) = M_j(\Delta z, k_y) \prod_{i=1}^{j-1} M_i(z_0, k_y), \quad (2)$$

若已知入射场,可以利用矩阵 $X(z_{j-1} + \Delta z)$ 得到光子晶体中任意位置的场分布,利用传输矩阵法和傅里叶变换得到的光子晶体中任意空间点上的电场分量^[10]可表示为

$$E(z, y) = \int E_i(z, k_y) \exp(-ik_y y) dk_y = \int E_i(0, k_y) \{ [1 + r(k_y)] x_{11}(z, k_y) + [1 - r(k_y)] x_{12}(z, k_y) \} \exp(-ik_y y) dk_y, \quad (3)$$

式中 $E_i(0, k_y)$ 是 $z = 0$ 处的电场分布, $x_{ij}(z, k_y)$ 是矩阵 $X(z, k_y)$ 中的元素,

$$r(k_y) = \frac{[x_{22}(k_y) - n_0 x_{11}(k_y)] - [n_0 x_{12}(k_y) - x_{21}(k_y)]}{[x_{22}(k_y) + n_0 x_{11}(k_y)] - [n_0 x_{12}(k_y) + x_{21}(k_y)]} \quad (4)$$

是反射系数。

以上为相干光情况的理论模型,若入射光为非相干光,考虑 Gaussian-Schell 模型的空间非相干光,根据非相干理论^[14],可利用互相干函数描述非相干光束,即通过空间上任意两点的相干函数来描述非相干光束的电场分布情况

$$\Gamma(z_1, y_1; z_2, y_2) = \langle E(z_1, y_1) * E(z_2, y_2) \rangle, \quad (5)$$

符号 $\langle \rangle$ 表示统计平均,这样就可以得到光束的平均光场强度分布为

$$I_E(z, y) = \Gamma(z, y; z, y). \quad (6)$$

对于 Gaussian-Schell 模型的非相干光束,假设初始互相干函数在入射面($z=0$)的表达式为^[14]

$$\Gamma(0, y_1; 0, y_2) = \langle E(0, y_1) * E(0, y_2) \rangle = \exp\left(-\frac{y_1^2}{2\omega_0^2}\right) \exp\left(-\frac{y_2^2}{2\omega_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{4\sigma_L^2}\right] \exp[ik_0(y_1 - y_2)], \quad (7)$$

式中 ω_0 为非相干光束的光腰宽度, σ_L 是非相干入射光的相干系数,表征两个不同空间点间的相干性强弱。 σ_L 越大,相干性越强; σ_L 越小,相干性越弱。其中 k_0 为初始波矢值。

对(7)式进行傅里叶逆变换,得到角谱空间中的初始正交光谱密度的表达式为

$$W(0, k_{y_1}; 0, k_{y_2}) = \iint \Gamma(0, y_1; 0, y_2) \exp[i(k_{y_1} y_1 - k_{y_2} y_2)] dy_1 dy_2 = \frac{\sigma_L \omega_0}{2\pi} (1 + \sigma_L^2 / \omega_0^2)^{-1/2} \times \exp\left[-\frac{\sigma_L^2 \omega_0^4 (k_{y_2} - k_0)^2}{(2\omega_0^2 + \sigma_L^2)(\omega_0^2 + \sigma_L^2)} - \frac{\sigma_L^2 \omega_0^2 (k_{y_1} - k_0)^2}{(2\omega_0^2 + \sigma_L^2)} - \frac{\sigma_L^6 (k_{y_2} - k_0)^2}{(2\omega_0^2 + \sigma_L^2)(\omega_0^2 + \sigma_L^2)} - \frac{\sigma_L^4 \omega_0^2 (k_{y_2} - k_0)(k_{y_2} - k_{y_1})}{(2\omega_0^2 + \sigma_L^2)(\omega_0^2 + \sigma_L^2)}\right], \quad (8)$$

由(3)式可得到一维光子晶体中的非相干场的相干函数为

$$\Gamma(z_1, y_1; z_2, y_2) = \langle E(z_1, y_1) * E(z_2, y_2) \rangle = \iint W(0, k_{y_1}; 0, k_{y_2}) E(0, k_{y_1}) * E(0, k_{y_2}) \times \\ \{ [1 + r(k_{y_1})] Q_{11}(z_1, k_{y_1}) + [1 - r(k_{y_1})] Q_{12}(z_1, k_{y_1}) \} * \{ [1 + r(k_{y_2})] Q_{11}(z_2, k_{y_2}) + \\ [1 - r(k_{y_2})] Q_{12}(z_2, k_{y_2}) \} \exp[i(k_{y_1} y_1 - k_{y_2} y_2)] dk_{y_1} dk_{y_2}, \quad (9)$$

也可以得到非相干光束在光子晶体反射面上的相干函数为

$$\Gamma_r(0, y_1; 0, y_2) = \langle E(0, y_1) * E(0, y_2) \rangle = \iint W(0, k_{y_1}; 0, k_{y_2}) r(k_{y_1}) * r(k_{y_2}) \exp[i(k_{y_1} y_1 - k_{y_2} y_2)] dk_{y_1} dk_{y_2}, \quad (10)$$

通过以上结果,就可以得到非相干光束在一维光子晶体中任意位置的光场分布情况。

3 数值计算和分析

在数值计算中,定义光子晶体的结构参数为 $n_A = 2.0, n_B = 1.2, n_D = 1.8$, 且 $n_A d_A = n_B d_B = n_D d_D = \lambda_0 / 4$, $\lambda_0 = 692 \text{ nm}$ 为光子晶体禁带的中心波长, $m = 3$, 入射光束的光腰为 $\omega_0 = 5\lambda_0$ 。图 2 是光束以入射角 $\theta = 20^\circ$ 斜入射到含缺陷的一维光子晶体后的透射谱,可以看出,由于光子晶体中缺陷层的存在,光子晶体的禁带中会产生一缺陷透射模式。

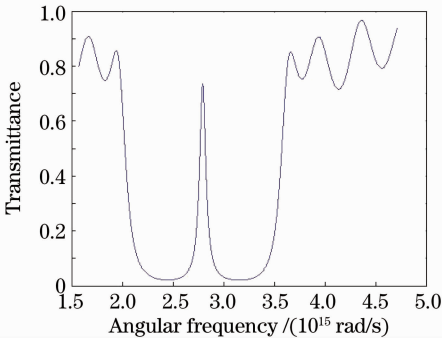


图 2 一维光子晶体的缺陷模式

Fig. 2 Defect modes of one-dimensional photonic crystal

已知非相干高斯光束在 $z = 0$ 处入射,入射角 $\theta = 20^\circ$,在光子晶体禁带中产生了中心频率为 $\omega_d = 2.793 \times 10^{15} \text{ Hz}$ 的缺陷模,由(4)式和(7)式可以得到不同相干系数条件下,该缺陷模式在光子晶体出射面上的归一化光场强度分布,如图 3 所示。从图上可以看到在透射面上,缺陷模的光场中心会产生横向偏移。由于入射光场假设是非相干的,场的相位对于非相干光是不确定的,因此不能使用常用的稳态相位理论来得到该透射位移的准确值。只能利用非相干光束在一维光子晶体透射面上的平均光场强度分布图,对比透射光束的峰值位置和入射光束的初始位置,来讨论非相干光束在传输过程中产生

的位移现象。

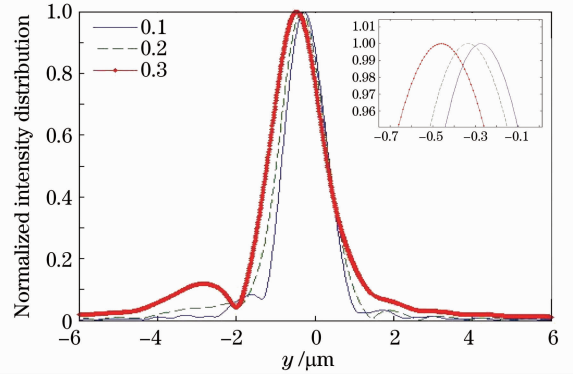


图 3 相干系数不同时,缺陷模式在透射面上的归一化光场强度分布

Fig. 3 Normalized intensity distribution of light field of the defect modes at the output surface with different coherence coefficients

图 3 利用不同的线型标出了相干系数 σ_L 分别为 0.1, 0.2, 0.3 时,缺陷模式在透射面上的场分布,可以看出随着相干系数的增加,缺陷模透射位移的偏移量是变大的。

这是因为非相干光束的空间角谱宽度为 $\Delta k_y = (\sigma_L^2 + \omega_0^2)^{1/2}$ ^[14],随着相干系数 σ_L 的增大,空间角谱宽度减小,光场中的空间角谱分量减少,非相干光束相干性增强。Goos-Hänchen 位移源于前波和后波的干涉效应^[15~18],随着光束相干系数 σ_L 的增大,相干性增加,使得前后波的干涉作用变强,因此缺陷模式透射产生的 GH 位移的偏移量就增大了。

图 4 还给出了相干系数 $\sigma_L = 0.3$ 时,入射角度分别为 $10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ 条件下,各缺陷模式透射场的分布。当高斯光束以不同角度入射时,缺陷模的中心频率会有偏移 ($10^\circ: \omega_d = 2.74 \times 10^{15} \text{ Hz}; 20^\circ: \omega_d = 2.793 \times 10^{15} \text{ Hz}; 30^\circ: \omega_d = 2.882 \times 10^{15} \text{ Hz}$)。图上可以看出随着入射角度的增大,在出射面上缺陷模式的 GH 位移是增大的。

这是因为非相干光入射角度的增大,导致一维

光子晶体带隙范围发生了变化,此时光子晶体滤波特性发生变化。随着入射角度的增大,光子晶体禁带变宽变深,光子晶体的滤波作用增强,非相干光场的空间角谱成份减少,相干性就被加强了,前波和后波的干涉作用也随之增加。因此随着入射角度的增大,缺陷模式的 GH 位移也是增大的。

在图 5(a),(b)中,还分别给出了不同相干系数和不同入射角度条件下,禁带频率光束在一维光子晶体反射面上的归一化光场强度分布。从图上可以看出,随着相干系数入射角度的增大,非相干光束在反射面上的位移是增大的;且随着入射角度的增大,反射面上的位移也是增大的。其反射位移变化机制与透射情况类似。

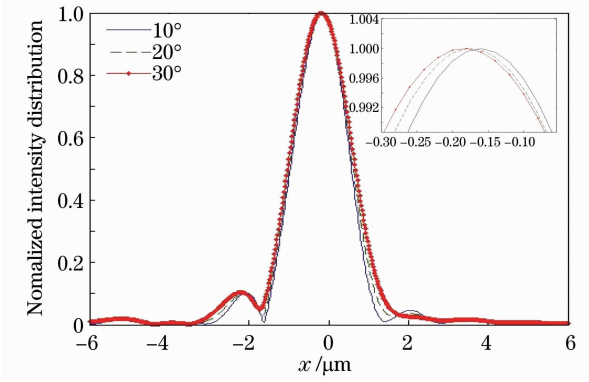
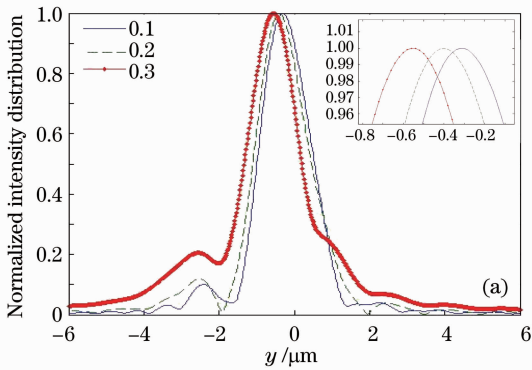


图 4 入射角不同时,各缺陷模式在透射面上的归一化光场强度分布

Fig. 4 Normalized intensity distribution of the defect modes at the output surface at different incident angles

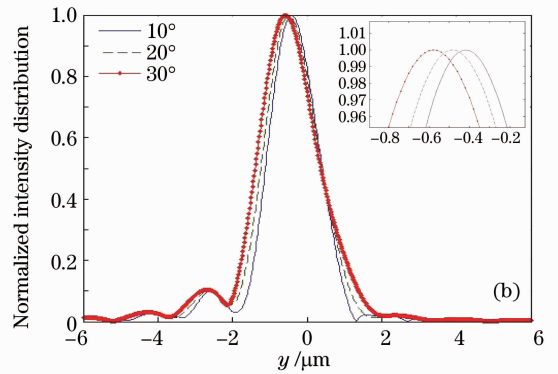


图 5 (a)相干系数 σ_L 分别为 0.1,0.2,0.3 时,禁带频率 $\omega = 2.595 \times 10^{15}$ 光束在光子晶体反射面上的归一化光场强度分布;
(b) $\sigma_L = 0.3$ 时,入射角度分别为 $10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ 时,一维光子晶体反射面上的归一化光场强度分布

Fig. 5 Normalized intensity distribution of the light beam at forbidden frequency $\omega = 2.595 \times 10^{15}$ at the reflect surface with (a) different coherence coefficients σ_L of 0.1, 0.2, 0.3 and (b) different incidence angles of $10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$

表 1 详细给出了在不同相干系数和不同入射角度条件下,缺陷模在透射面上产生的横向位移量,其中当 $\sigma_L = \infty$ 对应于相干光的入射情况,是采用稳态相位法来求得的。

表 2 不含缺陷结构的光子晶体中的通带频率光束产生的横向位移量

Table 1 Lateral shifts of the defect modes at the output surface in different parameters μm

σ_L \ θ	0.1	0.2	0.3	∞
10°	0.26	0.26	0.26	0.60423
20°	0.45	0.55	0.65	1.3392
30°	0.7	1	1.25	2.3876

Table 2 Lateral shifts of the passband at the output surface of the photonic crystal without a defect in different parameters μm

σ_L \ θ	0.1	0.2	0.3	∞
10°	0.09	0.1	0.12	0.16236
20°	0.18	0.21	0.24	0.60242
30°	0.22	0.26	0.3	0.71736

以上讨论了光束的相干特性和入射角度对光子晶体缺陷模式透射位移的影响,对于不含缺陷的普通光子晶体,其通带频率谱的透射位移也会有类似的现象。表 2 中以通带频率 $\omega = 3.52 \times 10^{15}$ Hz 为例,给出了不同相干系数和不同入射角度条件下,该频率的光束在透射面上产生的横向位移量。

比较表 1 和表 2,会发现禁带中缺陷模式的透射位移要比通带频率光束的透射位移大一些,并且该特性与光束的相干性和入射角度无关。认为缺陷模式的产生是由于缺陷层的引入使光子晶体内部形成共振条件,对于相干光场,缺陷模式的共振可能会引起前后波干涉的增强,从而使透射位移量增大;而对于非相干光场的入射,缺陷模式的共振还会使非相干光场的空间角频分量减少,只有满足共振条件

的角频分量才可以通过,从而使非相干光束的相干性相对增强,透射位移量增大。因此对同一非相干光束入射,含缺陷的光子晶体结构产生的透射位移要比无缺陷光子晶体产生的位移量大很多。

4 结 论

讨论了非相干光条件下一维光子晶体缺陷模式的传播,通过对比透射、反射光束的峰值位置和入射光束的初始位置,得到了横向位移,分析了不同条件下,缺陷模式、禁带频率光束和通带频率光束的透反射位移变化。研究发现非相干光在一维光子晶体中传播时,光束的非相干性质和光子晶体的结构等因素会共同影响对光束的透射和反射传输特性。这里,利用非相干光建立了更加合理、贴合实际的理论模型,减少理论和实验结果之间的差距,提高光子晶体器件设计中的精度,并提高光学器件性能。

参 考 文 献

- 1 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und funamentaler Versuch zur totalreflexion[J]. *Ann. Phys.*, 1947, **1**(6): 333~346
- 2 F. Goos, H. Hänchen. Neumessung des strahlversetzungseffekts bei totalreflexion[J]. *Ann. Phys.*, 1949, **5**(3): 251~252
- 3 P. Hou, Y. Y. Chen, X. Chen *et al.*. Giant bistable shifts for one-dimensional nonlinear photonic crystals[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**(4): 045802
- 4 L. G. Wang, S. Y. Zhu. Giant lateral shift of a light beam at the defect mode in one-dimensional photonic crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(1): 101~103
- 5 D. Felbacq, R. Smaali. Bloch modes dressed by evanescent waves and the generalized Goos-Hänchen effect in photonic crystals[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(19): 193902
- 6 J. L. He, J. Yi, S. He. Giant negative Goos-Hänchen shifts for a photonic crystal with a negative effective index [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(7): 3024~3029
- 7 L. G. Wang, N. H. Liu, L. Qiang *et al.*. Propagation of

- coherent and partially coherent pulses through one-dimensional photonic crystals[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **70**(1-2): 016601
- 8 L. Q. Wang, L. G. Wang, S. Y. Zhu *et al.*. The influence of spatial coherence on the Goos-Hänchen shift at total internal reflection[J]. *J. Phys. B*, 2008, **41**(5): 055401
 - 9 C. Palma, G. Cincotti. Spatial behavior of the Wolf effect in free propagation for Gaussian Schell-model beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1997, **14**(8): 1885~1889
 - 10 N. H. Liu, S. Y. Zhu, H. Chen *et al.*. Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystals with a dispersive defect[J]. *Phys. Rev. E*, 2002, **65**(4): 046607
 - 11 Chen Senhui, Zhang Tingrong, Huang Yongchao *et al.*. Spectrum properties of Gaussian-Shell model beam in the chromatics aberrated fractional Fourier transforms system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(1): 0107001
 - 陈森会, 张廷蓉, 黄永超等. 高斯-谢尔模型光束在有色差的分数傅立叶变换系统中的光谱特性[J]. *光学学报*, 2011, **31**(1): 0107001
 - 12 Xing Yan, Lü Baida. Propagation of off-axis Gaussian-Schell model electromagnetic beams beyond the paraxial approximation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(3): 726~732
 - 邢燕, 吕百达. 离轴高斯谢尔模型电磁光束的非傍轴传输[J]. *中国激光*, 2010, **37**(3): 726~732
 - 13 Li Binzhong, Lü Baida. Beam combination characteristics of partially coherent beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2337~2340
 - 李宾中, 吕百达. 部分相干光并合的光束传输变换特性[J]. *中国激光*, 2009, **36**(9): 2337~2340
 - 14 L. Mandel, E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995
 - 15 W. J. Wild, C. L. Giles. Goos-Hänchen shifts from absorbing media[J]. *Phys. Rev. A*, 1982, **25**(4): 2099~2101
 - 16 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
 - 17 C. F. Li, Q. Wang. Prediction of simultaneously large and opposite generalized Goos-Hänchen shifts for TE and TM light beams in an asymmetric double-prism configuration[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **69**(5): 055601
 - 18 L. G. Wang, H. Chen, S. Y. Zhu. Large negative Goos-Hänchen shift from a weakly absorbing dielectric slab[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(21): 2936~2938