

基于光子晶体的 Kretschmann 结构中自准直光束的 Goos-Hänchen 位移研究*

韩奎[†] 王娟娟 周菲 沈晓鹏 沈义峰 吴玉喜 唐刚

(中国矿业大学理学院物理系, 徐州 221116)

(2012年7月21日收到; 2012年7月28日收到修改稿)

利用平面波展开法和时域有限差分法, 模拟研究了基于自准直条件下的高斯光束入射光子晶体 Kretschmann 结构时发生的同时具有正向和负向 Goos-Hänchen 位移的双束反射现象. 研究表明, 反射光束中具有一束较小的正向位移, 而另一束具有较大的负向位移, 发现当 Kretschmann 结构支持的泄漏的表面模式被激发时才出现这一特殊现象; 表面模式的场分布说明介质波导中存在着强局域稳态场, 大的位移来自于表面模式与自准直体模式间的强耦合, 同时探讨了表面模式与光子晶体自准直体模式之间发生耦合的条件和影响参数. 本文负向位移最大达到 $-23.23a$ (a 为晶格常数), 对应入射光波长的 4.99 倍, 是束腰半径的 1.1615 倍.

关键词: 光子晶体, 自准直, Kretschmann 结构, Goos-Hänchen 位移

PACS: 42.70.Qs, 42.79.Ag, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.62.044221

1 引言

在光子晶体 (PC) 中已证实并观测到许多独特的色散现象, 如负折射、超棱镜效应、自准直效应 (SC) 等, 由于这些效应可适用于高集成光路系统而受到研究者的普遍关注. 自准直现象是指电磁波光束在完美周期光子晶体中能够沿某一特定方向无展宽地传播, 无须制造各种波导结构便可使光束禁锢从而保持窄光束的尺寸^[1-4], 使得基于光子晶体的全光器件在集成光学的应用中日益重要.

Goos-Hänchen (GH) 效应作为其中一种光学奇异现象成为研究的热点之一. 所谓 GH 效应就是全反射光束偏离几何光学反射路径而具有一个横向位移 (LS), GH 位移物理内涵深刻, 自发现以来就受到物理学界的广泛关注^[2,5-12], 例如粒子穿越势垒时的超光速现象^[13,14], 共振激发引起的异常大的 GH 位移以及超棱镜效应等. 随着近场光学显微镜和平板印刷术的出现, 对 GH 位移的研究变得越来越重要, 近年来对 GH 效应的研究更多地关注于吸收材料、左手材料或光子晶体等, 它们可获得较大

的横向位移, GH 位移最大可分别达到波长的数十倍和数百倍^[15-18]. 但是一方面, 由于结构采用常规棱镜, 体积无法制作得很小, 不适用于高集成光路系统和微型器件领域; 另一方面产生较大 GH 位移的机理尚不太清楚. 例如: Wang 和 Zhu^[19] 从理论上证明了具有左手材料的 Kretschmann-Raether 多层结构中可以获得较大的负向位移, 原因为异常驻波的出现, 驻波“转变为表面波”, 而 Moreau 和 Felbacq^[20] 则认为其所用结构参数根本无法激发表面波, 负向位移的产生是因为薄板支持的沿负向传播的漏波而并非表面波的激发, 但 Moreau 等并未给出详细的物理解释. Felbacq 等展示了入射光频率在光子晶体带隙 (PBG) 边缘附近^[7] 或带隙外^[8] 的 GH 位移, Matthews 和 Kivshar^[2] 证实了自准直光束在二维光子晶体中亦可发生 GH 位移, 但是这些正向位移都较小. He 等^[21] 证明了合理调节覆盖层参数, 具有负等效折射率的二维光子晶体中可以获得较大的负向 GH 位移, 但是研究中并没有对漏模进行详细分析. 本文基于自准直效应研究了光束在新型 Kretschmann 结构中的光子晶体棱镜 - 波导

* 中央高校基本科研业务经费 (批准号: 2012LWB49) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: han6409@263.net

分界面上发生的全反射,展示了当准导波模式或表面模式被激发时同时具有正向和负向位移的双束反射现象.

传统的 Kretschmann 结构是指两个半无限电介质之间配置吸收材料或者导电材料. 对于该结构, GH 位移一般出现于光束在两电介质间全反射时,而且是在满足布鲁斯特条件的情况下,这种结构由于吸收损耗,反射光束的强度往往很弱,因此 GH 位移不易测量. 本文采用新型 Kretschmann 结构由光子晶体棱镜和空气之间放置一个无损介质波导来构成,理论上讲反射光束的强度较大,易于测量. 研究发现当泄漏的表面模式被激发,该结构能够同时获得具有较大负向和较小正向位移的双束反射现象.

2 新型 Kretschmann 结构及计算方法

新型 Kretschmann 结构采用二维光子晶体与空气间放置一层介质薄膜组成,如图 1(a) 所示,其中直棱镜由二维光子晶体 ($1/2 \times 79\sqrt{2}a \times 79\sqrt{2}a$) 构成,二维光子晶体由硅 (折射率 $n = 3.4$) 介质柱按正

方晶格排列,晶格常数为 a ,硅介质柱半径为 $0.29a$,整个结构的背景为空气,下方与光子晶体相切的介质薄膜作为介质波导,厚度为 W ,折射率为 n_w , n_w 大于 1.0,可见介质薄膜并非空气波导,假设自准直光束以 45° 入射角入射到光子晶体 - 波导分界面, o 为几何光学反射点, z' 轴代表镜面反射方向,坐标轴 (x', z') 用来测量 GH 位移, o, o' 间的距离为 $42\sqrt{2}a$,坐标轴 (x'', o'') 用来测量入射光束波形,为了方便起见 o, o'' 间的距离也为 $42\sqrt{2}a$,对于某些波导宽度 W 和折射率 n_w ,光子晶体 - 波导分界面如同一面反射镜,自准直光束在分界面上将发生全内反射,所以该结构适合用来研究反射光束的 GH 位移.

利用平面波展开法 [22] 计算的二维光子晶体 TM 模式 (电场垂直于介质柱轴) 的等频图 (EFC) 如图 1(b) 所示,四角实线为角频率 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$ 的等频线,其中 c 为真空光速,中心圆实线对应空气的 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$ 的等频线. 等频图中平直的部分说明了角频率在第一能带的 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$ 附近的 TM 偏振光束可以在该光子晶体中沿 [11] 方向自准直传播.

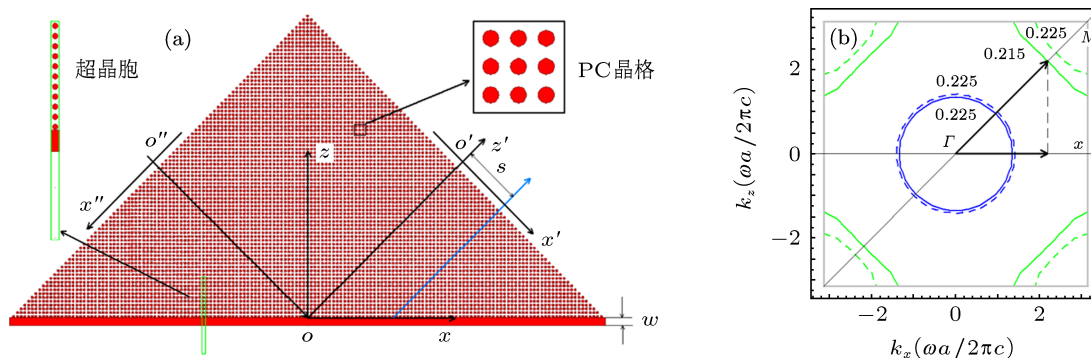


图 1 (a) Kretschmann 结构示意图,左侧插图中矩形框为计算投影能带时选择的超晶胞的放大图,右侧插图为 PC 晶格的放大图;(b) 四角实线为 PC 的 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$ 的等频线,中心圆实线对应空气的 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$ 的等频线

利用时域有限差分 (FDTD) 法模拟自准直光束在光子晶体棱镜 - 波导分界面上的反射情况,所有计算均采用角频率 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$ 的 TM 偏振高斯光束沿 $o''o$ 方向 (ΓM 方向) 传播. 实际运用中,入射光频率都具有一定频宽,而并非计算所用的单一频率,自准直的实现一定程度上解决了这个问题,入射光角频率若在自准直频段 $\omega \in [0.21(2\pi c/a), 0.22(2\pi c/a)]$,所有计算结果几乎不受影响,这里适当地切割了起初的空气与光子晶体之间的入射界面从而减少表面反射 [23]. 通过改变介质波导折射率来研究光子晶体棱镜 - 波导分界面上反射光束的 GH 位移,在特定的折射率区域

会出现双束现象. 将 (x'', o'') 坐标中测得的入射光束波形与 (x', z') 坐标中测得的反射光束波形进行对比从而计算出自准直反射光束的 GH 位移大小,可根据场峰在晶格分布中的位置确定 GH 位移值,同时为了研究 GH 位移产生的原因,利用超原胞技术 [24] 计算了 Kretschmann 结构沿 x 方向的投影能带以及对应的模式分布.

3 结果与讨论

结合完美匹配层边界处理 [25] 利用 FDTD 法计算了不同介质波导折射率情况下的稳态电场分布,

通过入射光与反射光的波形对比计算出 GH 位移的大小. 所有模拟计算中高斯光束束腰半径都设置为 $20a$, 保持波导厚度 $W = 2.1a$ 不变. 需要强调的是, W 的选择从本质上不影响双束现象的发生, 因为该现象的出现取决于波导的两个基本参数组合, 即折射率和厚度. 只有在特定的波导厚度和折射率范围, 才能在波导区域激发出准导波模式, 该模式沿 x 轴正向的传播是较大正向位移出现的物理原因, 之所以选取 $W = 2.1a$ 仅仅是为了使该现象的发生更加明显.

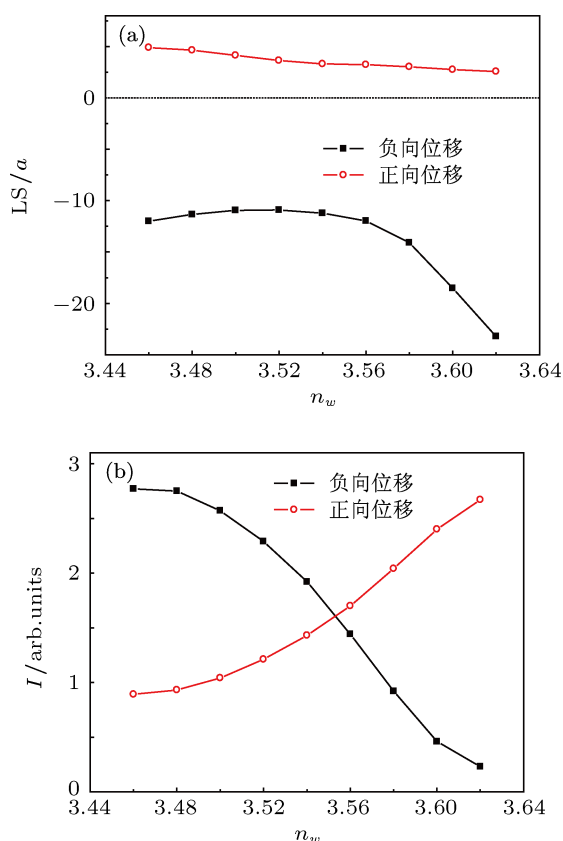


图2 (a) $n_w \in [3.46, 3.62]$ 区域 LS 随 n_w 的变化曲线, 水平虚线对应 LS 为 0; (b) $n_w \in [3.46, 3.62]$ 区域两光束的场强随 n_w 的变化曲线

研究发现同时具有正向和负向 LS 的双束反射现象出现在 $n_w \in [1.82, 2.00]$ 和 $n_w \in [3.46, 3.62]$ 区域, 出现双束反射现象的第一个区域 $n_w \in [1.82, 2.00]$ 已在文献 [26] 中详细讨论, 本文主要讨论出现双束反射现象的第二个区域 $n_w \in [3.46, 3.62]$. 图 2(a) 为 $n_w \in [3.46, 3.62]$ 区域 LS 随介质波导折射率 n_w 的变化曲线图, 图中显示该区域出现了同时具有较小正向位移和较大负向位移的双束反射现象, 负向 LS 随着折射率 n_w 先减小后增大, 而正向 LS 则持续减小, 当 $n_w = 3.62$ 时, 负向 LS 达到最大为 $-23.23a$, 对应 4.99λ , 是束腰半径的

1.1615 倍, $n_w = 3.62$ 之后负向 LS 的反射光束场强变得非常微弱. 为了清晰地解释该现象, 考察两光束的场强随折射率 n_w 变化的曲线, 结果如图 2(b) 所示, 由图可知两光束间存在着竞争.

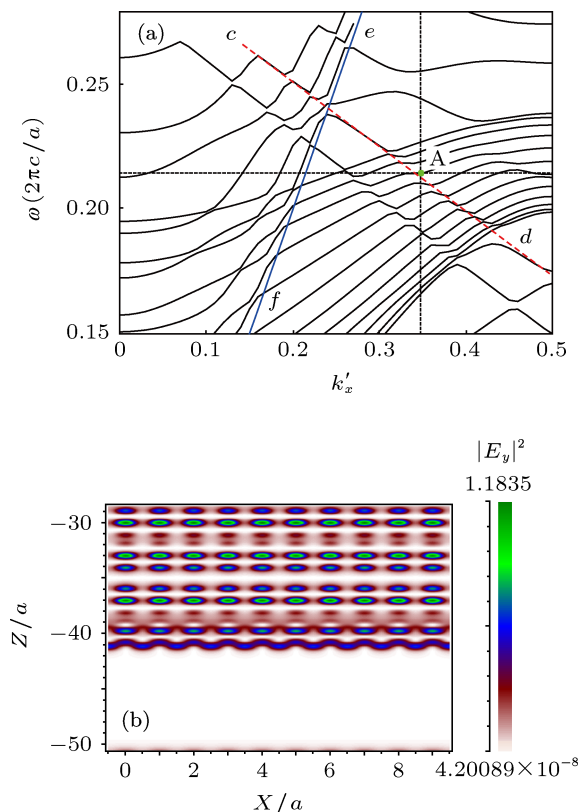


图3 (a) $n_w = 3.54$ 时 Kretschmann 结构的投影能带图, 水平虚线代表自准直角频率 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$, 垂直虚线代表自准直光束波矢在 x 方向上的分量 $k'_x = 0.3478 \cdot 2\pi/a$, 这里 $k_x = k'_x \cdot 2\pi/a$, 实线 ef 代表空气等频线; (b) 表面模式的 $|E_y|^2$ 分布图

以 $n_w = 3.54$ 为例分析此区域双束反射现象产生的原因. 当 $n_w = 3.54$ 时, Kretschmann 结构沿 x 方向的投影能带如图 3(a) 所示, 超晶胞的选择见图 1(a) 中的矩形框, 超晶胞沿 z 方向设置为 $22a$ 以便消除多余的虚假模式, 如果色散曲线不受计算所用超晶胞大小的影响, 那么所得的模式为真实的. 在图 3(a) 的投影能带中出现了斜率为负的表面模式, 在图中用虚线 cd 表示表面模式对应色散曲线, 频率 $0.215(2\pi c/a)$ 处色散曲线深入能带中说明该模式不再是真正的缺陷模式, 其具有较差的能量禁锢能力, 可以将其称为泄漏的表面模式, 该表面模式将在能带中与光子晶体内的自准直模式发生耦合. 如图 3(a) 所示, 水平虚线代表自准直角频率 $\omega = 0.215(2\pi c/a)$, 垂直虚线代表自准直光束波矢在 x 方向上的分量 $k'_x = 0.3478 \cdot 2\pi/a$, 这里 $k_x = k'_x \cdot 2\pi/a$, 该值可从等频图 (图 1(b)) 中得到. 虚

线 cd 与水平虚线的交点就是表面模式, 表面模式对应色散曲线的斜率说明了群速度 $v_{sx} = \partial\omega/\partial k_x$ 为负, 所以表面模式的能量流将沿 x 轴负向传播. 水平和垂直虚线的交点称为强激发点, 对应自准直体模式 A. 当表面模式接近强激发点时, 带有较大负向 LS 的反射光束出现了, 在整个反射过程中该模式起着重要的作用, 导致了较大负向 LS 的产生.

为了解释这一现象, 计算了表面模式的场强分布, 计算结果如图 3(b) 所示, $|E_y|^2$ 分布沿 x 方向重复显示 10 次, 由图 3(b) 可知光子晶体介质柱以及波导区域都有电场聚集, 在光子晶体介质柱和波导区域, 电场分布都呈一系列周期为 a 的离散的能量聚集区, 而且在波导区域 ($z \in [-41.39a, -39.29a]$) 电场主要聚集在上下分界面处. 这说明了该模式并不是完美局域模式, 而负向 LS 的产生是由于表面模式的激发, 入射光束能量沿着波导负向传播. 在传播过程中, 电场能量从波导的上侧泄漏回光子晶体结构中, 形成漏波, 因表面模式处于空气等频线的下方, 电场能量无法从波导下侧泄漏到空气中.

图 4(a) 为 $n_w = 3.54$ 时结合完美匹配层边界处理, 利用 FDTD 法模拟的高斯光束入射 Kretschmann 结构的传播情况. 由图 4(b) $n_w = 3.54$ 时入射光 (虚线) 与出射光 (实线) 的波形对比图可见反射光有两束: 一束具有较大的负向 LS, 另一束具有较小的正向 LS, 显然在光子晶体 - 波导分界面上发生了双束反射现象. 对于较大负向 LS 的情况, 当自准直光束传播至光子晶体 - 波导分界面上, 光场似乎被限制在介质波导中, 反射点沿波导负向渐渐发生偏移. 这说明入射光束部分能量转移到表面模式中, 该模式作为入射和反射过程的一个中间状态起着重要的作用. 当能量在波导中传递时一部分能量从波导区域泄漏回光子晶体, 这些漏波导致了具有较大负向 LS 的反射光束.

从 FDTD 的模拟过程中可以发现双束反射现象并非一开始就产生, 该现象的出现具有一个延迟时间, 起初只有一束镜面反射光束, 束径几乎与入射光束束腰半径一致, 接着镜面反射光束慢慢变宽, 能量降低, 同时后向表面波出现并随着时间增强, 当漏波渐渐成形, 反射光束分裂为两束, 光束中心慢慢分离, 此时双束反射现象才完整呈现.

根据上面的分析, 带负向 LS 的反射光束可以理解为是由群速度为负的表面模式所致, 当表面模式激发, 能流沿着介质波导负向传播, 并从波导上侧界面泄漏回光子晶体形成反射光束. 实际上, 从

投影能带 (图 3(a)) 中可知强激发点附近为一弱背向耦合区, Kretschmann 结构同时具有群速度相反的两个模式, 这是同时出现具有正向和负向 LS 的双束反射现象的根本原因.

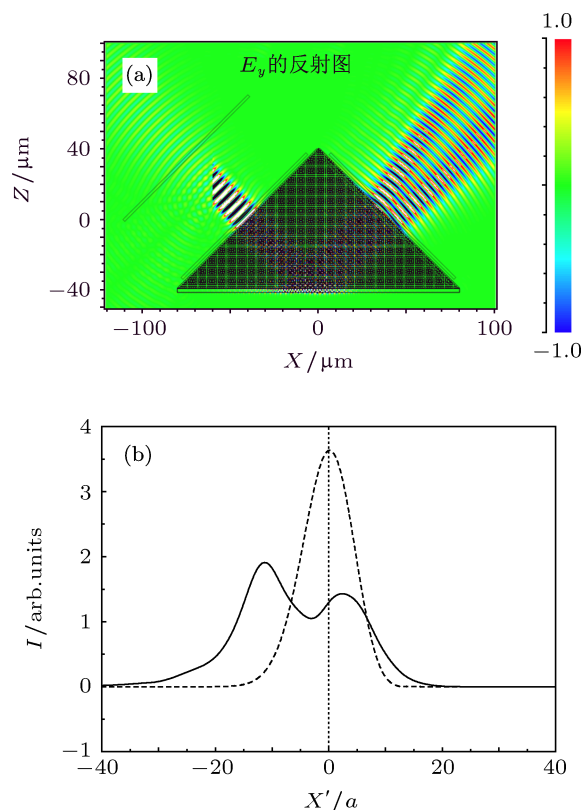


图 4 (a) $n_w = 3.54$ 时高斯光束入射 Kretschmann 结构的电场分布图; (b) $n_w = 3.54$ 时入射光 (虚线) 与出射光 (实线) 的波形对比图, 用于测量 GH 位移值

进一步理解表面模式的特征, 计算波导中场强最大处稳态电场沿 x 轴和 z 轴的分布, 结果如图 5 所示. 图 5(a) 显示电场在 x 方向上也呈现周期为 a 的分布. 图 5(b) 显示 $|E_y|$ 三个峰值位于 $z = -41(a)$, $z = -39.6(a)$ 和 $z = -37(a)$, 分别对应介质波导下表面、介质波导上表面以及介质波导上方第三排介质柱. 介质波导上方第一排 ($z = -39(a)$)、第二排 ($z = -38(a)$) 介质柱处的电场较弱. 以上分布与图 3(b) 所示的表面模式分布完全符合, 上述结果直接证明了双束反射现象产生的关键原因正是表面模式的激发.

对于折射率 n_w 与 LS 间的变化关系, 可以从不同 n_w 情况下 Kretschmann 结构沿 x 方向的投影能带来理解 [26], 发现 $n_w \in [3.46, 3.62]$ 时, 随着折射率 n_w 的增加色散曲线向左下方移动. 当表面模式接近强激发点时, 表面模式在波导区域的 $|E_y|^2$ 越强, LS 也越大, 这点可从图 6 不同情况下表面模式分布中

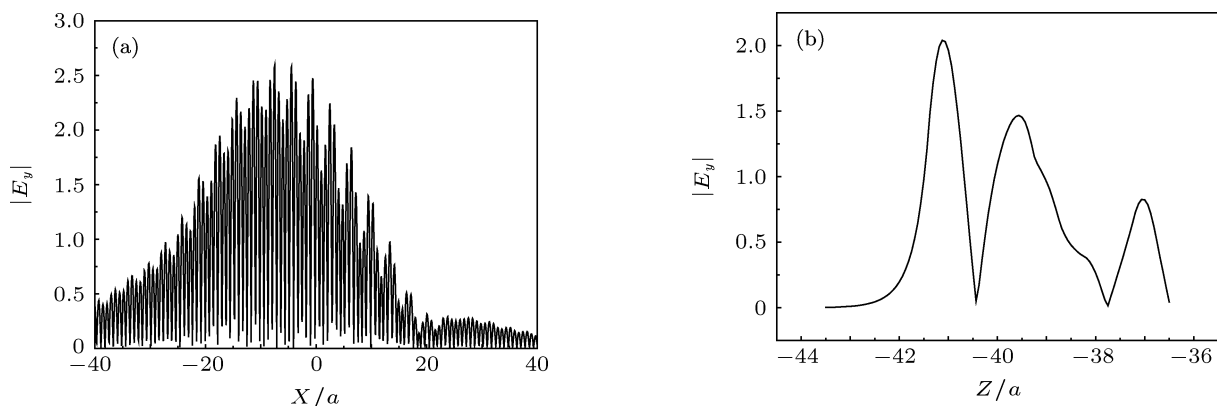


图5 (a) $z = -41a$ 时 $|E_y|$ 沿 x 轴方向上的分布; (b) $x = -11.2a$ 时 $|E_y|$ 沿 z 轴方向上的分布; 其中 $z \in [-39.29a, -41.39a]$ 为介质波导区域

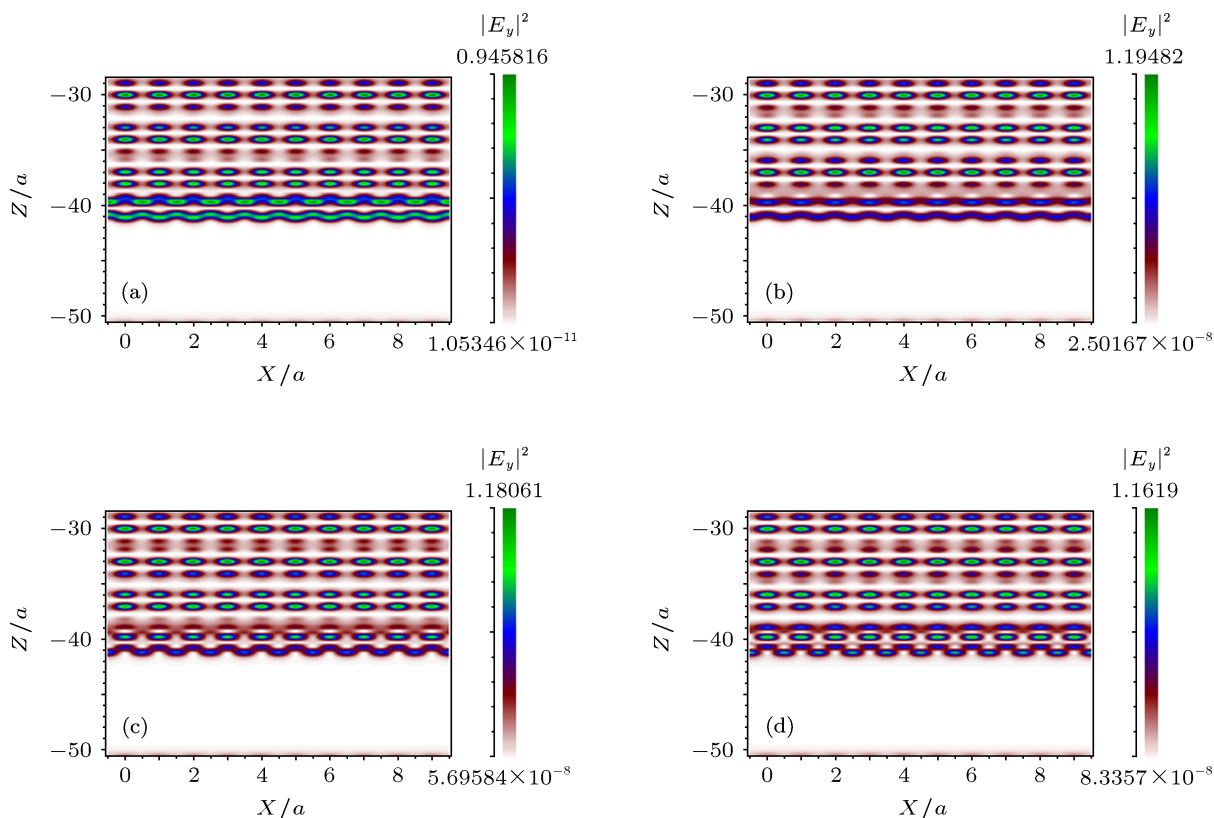


图6 不同情况下表面模式的 $|E_y|^2$ 分布 (a) $n_w = 3.46$; (b) $n_w = 3.52$; (c) $n_w = 3.56$; (d) $n_w = 3.60$

的颜色列表得知. 如图 2(a) 所示, 负向 LS 随着折射率 n_w 先微微减小后迅速增大, $n_w \in [3.46, 3.52]$ 时区域能带中表面模式和自准直模式耦合变弱, 负向 LS 变小. $n_w = 3.52$ 之后能带中表面模式和自准直模式耦合增强, 入射光场能量转移至波导中从而对负向 LS 增强. 我们也可通过以下现象来理解这个过程: 首先基于自准直效应的 TM 偏振入射光束在光子晶体棱镜中沿 ΓM 方向传播; 接着当自准直高

斯光束到达光子晶体 - 波导分界面, 由于能带中的强耦合, 部分能量转移至表面模式中, 其余的发生镜面反射; 当表面模式激发, 能流沿着介质波导负向传播, 并从波导上侧界面泄漏回光子晶体形成具有较大负向 LS 的反射光束, 同时起初的镜面反射光束受到扰乱而向相反方向发生偏移; 此外表面模式在空气等频线下方, 电场能量无法从波导下侧泄漏到空气中; 最后两光束在空间上相互干涉, 该干

涉过程形成了复杂的双束反射现象. 综上所述, 表面模式与自准直模式间的耦合为该非镜面反射的关键.

4 结论

本文利用 FDTD 法模拟和分析了高斯光束在新型 Kretschmann 结构光子晶体和介质波导分界面上同时具有正向和负向位移的双束反射现象. 研究发现随着折射率 n_w 的增加, 正向 LS 减小, 而负向 LS 则先减小后增大; 结合投影能带、模式分布, 以

及利用 FDTD 法计算的稳态电场沿 x 和 z 方向上的分布说明, 较大负向 GH 位移的出现是由于表面模式的强激发, 表面模式和光子晶体自准直体模式之间发生耦合作用, 从而导致横向偏移, 耦合作用越强, 负向 LS 越大; 同时出现具有正向和负向 LS 的双束反射现象的根本原因为强激发点附近为一弱背向耦合区, Kretschmann 结构同时具有群速度相反的两个模式; 利用 FDTD 法给出了此区域 LS 和 n_w 的关系, 以实现调整介质波导折射率来控制 LS, 得到负向 LS 最大达到 $-23.23a$, 对应 4.99λ , 是束腰半径的 1.1615 倍.

-
- [1] Kosaka H, Kawashima T, Tomita A 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 1212
- [2] Matthews A, Kivshar Y 2008 *Phys. Lett. A* **372** 3098
- [3] Shen X P, Han K, Li H P, Shen Y F, Wang Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1737 (in Chinese) [沈晓鹏, 韩奎, 李海鹏, 沈义峰, 王子煜 2008 物理学报 **57** 1737]
- [4] Li Y Y, Gu P F, Li M Y, Zhang J L, Liu X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2596 (in Chinese) [历以宇, 顾培夫, 李明宇, 张锦龙, 刘旭 2006 物理学报 **55** 2596]
- [5] Goos F, Hänchen H 1947 *Ann. Phys.* **436** 333
- [6] Tamir T, Bertoni H L 1971 *J. Opt. Soc. Am.* **61** 1397
- [7] Felbacq D, Moreau A, Smaali R 2003 *Opt. Lett.* **28** 1633
- [8] Felbacq D, Smaali R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 193902
- [9] Shadrivov I, Ziolkowski R, Zharov A, Kivshar Y 2005 *Opt. Express* **13** 680
- [10] Chen F, Hao J, Li H G, Cao Z Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074223 (in Chinese) [陈凡, 郝军, 李红根, 曹庄琪 2011 物理学报 **60** 074233]
- [11] Jiang Y Y, Sun Y Q, Shi H Y, Hou C F, Sun X D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 798 (in Chinese) [姜永远, 孙永强, 时红艳, 侯春风, 孙秀冬 2007 物理学报 **56** 798]
- [12] Wang J Q, Li H M, Fang L, Li M, Niu X Y, Du J L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4870
- [13] Steinbetg A M, Kwiat P G, Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708
- [14] Spielmann C, Szepocz R, Stingl A, Krause F 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2308
- [15] Berman P R 2002 *Phys. Rev. E* **66** 067603
- [16] Shadrivov I, Zharov A, Kivshar Y S 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2713
- [17] Wang C, Wang Z P, Zhang Z H 2008 *Acta Photon. Sin.* **37** 2321 (in Chinese) [王成, 王政平, 张振辉 2008 光子学报 **37** 2321]
- [18] Ge G K, Li C F, Duan T, Zhang J Y 2008 *Acta Photon. Sin.* **37** 768 (in Chinese) [葛国库, 李春芳, 段毅, 张纪岳 2008 光子学报 **28** 768]
- [19] Wang L G, Zhu S Y 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 221102
- [20] Moreau A, Felbacq D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 066102
- [21] He J L, Yi J, He S L 2006 *Opt. Express* **14** 3024
- [22] Notomi M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10696
- [23] Xiao S S, Qiu M, Ruan Z C, He C L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4269
- [24] Mekis A, Fan S H, Joannopoulos J D 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4809
- [25] Taflove A, Hagness S 2005 *Computational Electrodynamics* (Boston: Artech House) p120
- [26] Zhou F, Han K, Ge Y, Ju F L, Shen Y F, Tang G 2012 *Opt. Commun.* **12** 2780

Goos-Hänchen shift of self-collimated beam in Kretschmann configuration based on photonic crystal*

Han Kui[†] Wang Juan-Juan Zhou Fei Shen Xiao-Peng Shen Yi-Feng
Wu Yu-Xi Tang Gang

(College of Science, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

(Received 21 July 2012; revised manuscript received 28 July 2012)

Abstract

We perform the finite-difference time-domain (FDTD) simulations and analyze a dual-beam-reflection phenomenon for a Gaussian beam illuminating a Kretschmann configuration composed of a lossless dielectric waveguide between a photonic-crystal-made prism and air. One reflection beam has a small positive shift and the other has a large negative shift in the dual-beam-reflection phenomenon. The FDTD shows that the specific phenomenon takes place just when the corresponding leaky surface mode supported in the Kretschmann configuration is excited. Field profile of the surface mode demonstrates a strong localized stationary field in the dielectric waveguide. We find that the maximum negative lateral shift is $-23.23a$, corresponding to 4.99 times of the incident wavelength, which is 1.1615 times of the beam waist.

Keywords: photonic crystal, self-collimation, Kretschmann configuration, Goos-Hänchen shift

PACS: 42.70.Qs, 42.79.Ag, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.62.044221

* Project supported by the Fundamental Research Fund for the Central Universities of China (Grant No. 2012LWB49).

[†] Corresponding author. E-mail: han6409@263.net