

左手材料复合双棱镜内部界面的古斯-汉森位移

王成¹, 王政平^{1,†}, 张振辉²

(1 哈尔滨工程大学 理学院, 哈尔滨 150001)

(2 黑龙江大学 a. 黑龙江省普通高等学校电子工程重点实验室; b. 集成电路重点实验室, 哈尔滨 150080)

摘要:设计了一种左手材料复合双棱镜,由两块各向同性左手材料棱镜与夹在其间的、其界面与光轴成一定的角度的单轴各向异性左手材料平板构成. 研究了发生在其内部界面上的古斯-汉森位移. 分析了发生折射的条件和古斯-汉森位移的符号. 研究发现,反射波与透射波有相同的古斯-汉森位移,透射波的古斯-汉森位移随着薄层厚度的增加而振荡,整体上呈增加趋势;在透射共振点,透射波的古斯-汉森位移达到极大值,且极大值可达入射波波长的数十倍;发现入射角和光轴与界面的角度对透射波的古斯-汉森位移有很大影响. 最后简单地探讨了这种双棱镜的潜在应用.

关键词:左手材料;单轴各向异性;古斯-汉森位移;折射

中图分类号:O431

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2008)11-2321-6

0 引言

近年来,左手材料(Left-Handed Material, LHM)的成功制备^[1-2]和潜在的重大应用价值引起了科学家们的极大研究兴趣. 用左手材料制作的“完美透镜”能突破衍射极限,光场中的所有成分都无损地参与了成像^[3]. 左手材料波导除可以传输快波模式外,还能传输慢波模式^[4]. 左手材料在表面波传感方面的应用能有效提高线性度,增大测量范围^[5]. Lin 等^[6,7]对左手材料的几何光学特性进行了研究,为左手材料光学器件的设计提供了理论基础. 研究发现各向同性左手介质表面会发生负 Goos-Hänchen(GH)位移^[8]. 各向异性左手介质的电磁特性与各向同性存在很大的差异:单轴各向异性介质的左手性并不要求介电常量和磁导率的所有元素均为负^[9]. 姜永远等给出了全反射发生时,光轴与界面垂直和平行情况下各向异性左手介质表面的 GH 位移的解析表达式,并对 GH 位移的符号进行了讨论^[10].

GH 位移也可在部分反射中发生,例如受抑全内反射过程中的反射波和透射波中均可发生 GH 位移^[11]. 研究还发现利用波束共振可以增强 GH 位移:Kaiser 等采用成像法对这种现象进行了实验研究^[12],Girard 等利用位置灵敏探测器测量了这种 GH 位移随入射角变化的情况^[13],李春芳等采用微波技术测量了这种 GH 位移^[14],朱绮彪等对这种现象进行了理论研究^[15].

本文设计了一种由左手材料构成的复合双棱镜

结构,研究了发生折射时,双棱镜结构的 GH 位移;分析了发生折射的条件;讨论了 GH 的符号;研究了透射共振增强 GH 位移现象;分析了透射波的 GH 位移与入射角和界面与光轴的夹角的关系. 最后简单地探讨了这种双棱镜的潜在应用.

1 单轴各向异性左手材料的色散方程

图 1 是复合双棱镜结构,其中两块棱镜

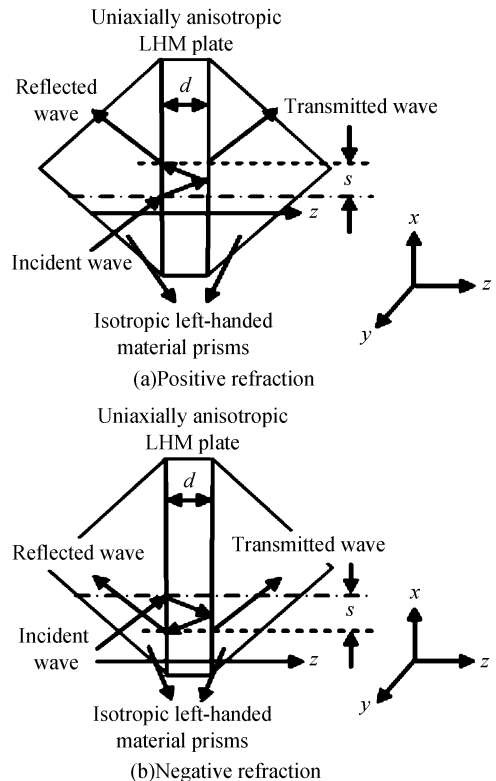


图 1 左手双棱镜
Fig. 1 Schematic diagram of a left-handed material two-prism configuration

† Tel:0451-82518226 Email:zpwang@hrbeu.edu.cn

为各向同性左手材料,介电常量和磁导率分别为 ϵ_1 和 μ_1 ,它们均小于 0. 两块棱镜的夹层为单轴各向异性左手材料,厚度为 d ,它的光轴与界面成一定的角度,如图 1,其中图 1(a)为发生正折射时的情形,图 1(b)是发生负折射的情形.

设单轴各向异性左手材料层的界面为 xy 平面,晶体光轴与 z 轴的夹角为 θ ,选择 y 轴与光轴垂直,由文献[16]可得

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp} - \Delta\epsilon \sin^2 \theta & 0 & \Delta\epsilon \sin \theta \cos \theta \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ \Delta\epsilon \sin \theta \cos \theta & 0 & \epsilon_{\perp} - \Delta\epsilon \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_{\perp} - \Delta\mu \sin^2 \theta & 0 & \Delta\mu \sin \theta \cos \theta \\ 0 & \mu_{\perp} & 0 \\ \Delta\mu \sin \theta \cos \theta & 0 & \mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中 $\Delta\mu = \mu_{\perp} - \mu_{//}$, $\Delta\epsilon = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{//}$, $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$.

设入射波为 TE 波(以下均为此种波),为保证材料的左手性,有 $\epsilon_{\perp} < 0$ [9],设 e_x, e_y, e_z 是沿 x, y, z 轴的单位矢量,则有

$$E = E_0 e_y \exp(ik_x x + ik_{Ez} z - i\omega t) \quad (3)$$

式中 k_x 和 k_{Ez} 是沿 x 和 z 轴方向的波矢.

由 Maxwell 方程可得

$$H = \frac{E_0}{\omega} (-A e_x + B e_z) \exp(ik_x x + ik_{Ez} z - i\omega t) \quad (4)$$

式中

$$A = \frac{(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) k_{Ez} + \Delta\mu k_x \sin \theta \cos \theta}{\mu_{\perp} \mu_{//}},$$

$$B = \frac{(\mu_{\perp} - \Delta\mu \sin^2 \theta) k_x + \Delta\mu k_{Ez} \sin \theta \cos \theta}{\mu_{\perp} \mu_{//}}.$$

再由 Maxwell 方程组,得到色散关系为

$$\frac{k_x^2 + k_{Ez}^2}{\mu_{//}} - \frac{\Delta\mu (k_x \sin \theta - k_{Ez} \cos \theta)^2}{\mu_{\perp} \mu_{//}} = \omega^2 \epsilon_{\perp} \quad (5)$$

2 发生折射的条件

下面分析电磁波从各向同性左手材料入射到各向异性左手材料时,发生折射的条件. 设 k_z 是各向同性左手材料中沿 z 轴方向的波矢,由于电磁场切向分量的连续性,各向同性左手材料和各向异性左手材料中沿 x 轴方向的波矢均为 k_x ,则有

$$k_x^2 + k_z^2 = k^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_1 \quad (6)$$

当折射波矢在 z 方向的分量为实数时,由式(5)和(6)得到

$$k_{Ez} = \frac{-\sin \theta \cos \theta \Delta\mu k_x}{\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta} + \sigma \sqrt{\frac{X}{(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta)^2}} \quad (7)$$

式中 $\sigma = \pm 1$, σ 的符号的取值应使各向异性左手材料中的折射波的时间平均坡印廷矢量在 e_z 方向的分量为正,式中 X 满足

$$X = -[k^2 \sin^2 \alpha - \omega^2 (\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \epsilon_{\perp}] \cdot \mu_{\perp} \mu_{//} \geq 0 \quad (8)$$

式中 α 是入射角.

当 k_{Ez} 为复数时, A 也为复数,设 $A = A' + iA''$, A' 和 A'' 分别为 A 的实部和虚部. 由(5)式及 A 的表达式计算得到 $A' = 0$,所以 $A = iA''$. 由边界条件和 Maxwell 方程得到此时的反射系数为

$$r = \frac{k_z - A\mu_1}{k_z + A\mu_1} = \frac{k_z - iA''\mu_1}{k_z + iA''\mu_1} \quad (9)$$

由式(9)可以得到此时的反射率 $R = |r|^2 = 1$,所以此时电磁波被全反射,不发生折射.

通过以上分析可知,要发生折射,折射波矢在 z 方向的分量 k_{Ez} 必须为实数,式(8)必须成立.

若 $0 < \frac{(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \epsilon_{\perp}}{\epsilon_1 \mu_1} < 1$,由式(8)得到临界角为

$$\alpha_c = \arcsin \sqrt{\frac{(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \epsilon_{\perp}}{\epsilon_1 \mu_1}} \quad (10)$$

对下面几种情况进行讨论:

1) 如果 $\mu_{\perp} \mu_{//}$ 小于 0,即它们之中仅有一个为负,且有 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \leq 0$,由式(8)和(10)可知,如果 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \epsilon_{\perp} < \epsilon_1 \mu_1$,入射角必需大于 α_c 才会发生折射,这是一种反常现象,因为一般情况下,只有当入射角小于临界角时发生折射,入射角大于临界角时发生全反射. 如果 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \epsilon_{\perp} > \epsilon_1 \mu_1$,对于任何入射角,入射波将被全反射.

2) 如果 $\mu_{\perp} \mu_{//}$ 小于 0,且有 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \geq 0$,由式(8)可知,对于任何入射角,都发生折射.

3) 如果 $\mu_{\perp}, \mu_{//}$ 同时为正,则 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) = (\mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{//} \cos^2 \theta) > 0$,由(8)式可知,对于任何入射角,不发生折射.

4) 如果 $\mu_{\perp}, \mu_{//}$ 同时为负,则 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) = (\mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{//} \cos^2 \theta) < 0$,由式(8)和(9)可知,如果 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \epsilon_{\perp} < \epsilon_1 \mu_1$,入射角小于 α_c 时发生折射. 如果 $(\mu_{\perp} - \Delta\mu \cos^2 \theta) \epsilon_{\perp} > \epsilon_1 \mu_1$,对于任何入射角都发生折射.

3 稳态相位分析

入射波 E_{Ei} 和反射波 E_{Er} 可分别表示为

$$E_{Ei} = E_0 e_y \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t) \quad (11)$$

$$E_{Er} = r_E E_0 e_y \exp(ik_x x - ik_z z - i\omega t) \quad (12)$$

式中 r_E 是夹层整体反射系数.

单轴各向异性左手材料层中既有正向传输波,又有反向传输波,表示为[17]

$$E' = a E_0 e_y \exp(ik_x x + ik_{Ez} z - i\omega t) + b E_0 e_y \exp(ik_x x - ik_{Ez} z - i\omega t) \quad (13)$$

透射出夹层的透射波表示为

$$E_{Ez} = t_E E_0 e_y \exp [ik_x x + ik_z (z - d) - i\omega t] \quad (14)$$

式中 t_E 是夹层的整体透射系数.

由式(11)~(14)和 Maxwell 方程及夹层两个界面上电磁场的连续性,得到

$$a = \frac{2(k_z + \mu_1 A)k_z}{(k_z + \mu_1 A)^2 - (k_z - \mu_1 A)^2 \exp(2ik_{Ez}d)} \quad (15)$$

$$b = \frac{-2(k_z - \mu_1 A)k_z \exp(2ik_{Ez}d)}{(k_z + \mu_1 A)^2 - (k_z - \mu_1 A)^2 \exp(2ik_{Ez}d)} \quad (16)$$

$$r_E = \frac{2k_z[k_z + \mu_1 A - (k_z - \mu_1 A)\exp(2ik_{Ez}d)]}{(k_z + \mu_1 A)^2 - (k_z - \mu_1 A)^2 \exp(2ik_{Ez}d)} - 1 \quad (17)$$

$$t_E = \frac{4\mu_1 A k_z \exp(ik_{Ez}d)}{(k_z + \mu_1 A)^2 - (k_z - \mu_1 A)^2 \exp(2ik_{Ez}d)} \quad (18)$$

由式(18)得到透射率 T_E 为

$$T_E = \frac{(4\mu_1)}{(k_z + \mu_1 A)^4 + (k_z - \mu_1 A)^4} \cdot \rightarrow \leftarrow \frac{A k_z^2}{2(k_z^2 - \mu_1^2 A^2)^2 \cos(2k_{Ez}d)} \quad (19)$$

将夹层整体反射系数和透射系数写为

$$r_E = |r_E| \exp(-i\varphi_r) \quad (20)$$

$$t_E = |t_E| \exp(-i\varphi_t) \quad (21)$$

由式(17)和(18)可得

$$\tan \varphi_r = \frac{2k_z \mu_1 A}{k_z^2 + \mu_1^2 A^2} \cot(k_{Ez}d) \quad (22)$$

$$\tan \varphi_t = -\frac{k_z^2 + \mu_1^2 A^2}{2k_z \mu_1 A} \tan(k_{Ez}d) \quad (23)$$

由式(22)和(23)可得

$$\tan \varphi_r \cdot \tan \varphi_t = -1 \quad (24)$$

所以

$$\varphi_r = \varphi_t + m\pi + \frac{\pi}{2} \quad (25)$$

式中 m 为整数.

利用稳态相位分析法^[8],由式(25)可知反射波与透射波的 GH 位移相同.故下面仅研究透射波的 GH 位移.透射波的 GH 为

$$s_t = \frac{1}{k} \cdot \frac{\partial \varphi_t}{\partial \alpha} \quad (26)$$

由式(11)和(13)和 Maxwell 方程得到,各向同性棱镜中的入射波和在夹层中正向传输的波的时间平均坡印廷矢量分别为

$$\langle S_{Ei} \rangle = \frac{E_0^2}{2\omega} \left(\frac{k_x}{\mu_1} e_x + \frac{k_z}{\mu_1} e_z \right) \quad (27)$$

$$\langle S_{E+} \rangle = \frac{|a|^2 E_0^2}{2\omega} (B e_x + A e_z) \quad (28)$$

将夹层中的正向传输波看成折射波,则:当入射波在夹层第一界面发生正折射时 GH 位移为正,其传播示意图如图 1(a).要发生正折射,入射波和折

射波的时间平均坡印廷矢量在 e_x 方向必须相同,于是,由式(27)和(28)可知当 $Bk_x < 0$ 时,透射波的 GH 位移为正.

当入射波在夹层第一界面发生负折射时 GH 位移为负,其传播示意图如图 1(b).要发生负折射,入射波和折射波的时间平均坡印廷矢量在 e_x 方向必须相反,于是,由式(27)和(28)可知当 $Bk_x > 0$ 时,透射波的 GH 位移为负.

所以当电磁参量,入射角和光轴与 z 轴的夹角取不同值时,透射波的 GH 位移会出现正负两种符号.

由式(23)和(26)可知,左手材料构成的复合双棱镜中夹层的透射波的 GH 位移与夹层的厚度、入射角和夹层材料的光轴与界面的角度密切相关,下面通过具体的数值计算来分析它们的影响.

设入射波在 x 轴方向的能量沿 x 轴正方向,则 $k_x < 0$,取 $\mu_{\perp} = -1, \mu_{//} = -0.5, \epsilon_{\perp} = -1, \epsilon_{//} = -1, \mu_1 = -1$.

当光轴与 z 轴夹角为 $\theta = 0$ 时,得到临界角为 $\alpha_c = \pi/4$.此时入射角小于 α_c 时在夹层第一界面处发生折射,令入射角 $\alpha = 0.76\text{rad}$,得到透过夹层第二界面的透射波的 GH 位移(这里为 GH 位移与入射波波长的比值,以下均相同)与夹层厚度(这里为厚度与入射波波长的比值,以下均相同)的关系曲线,如

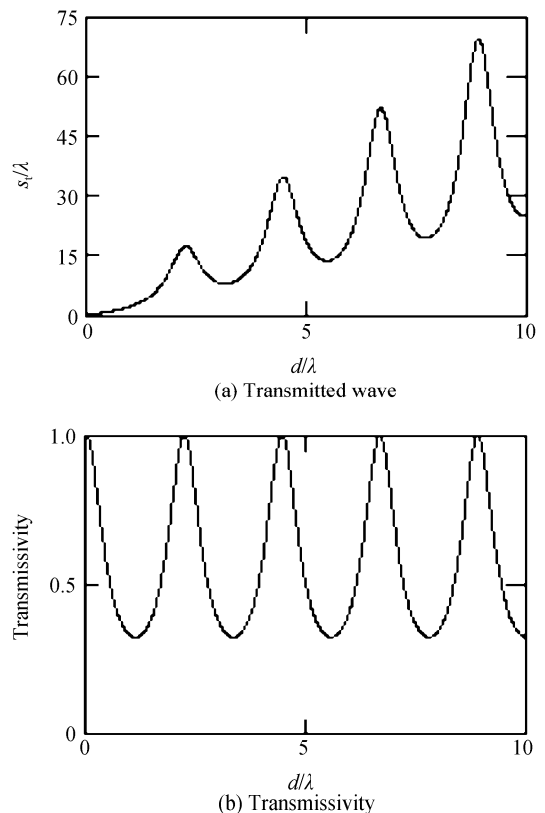


图 2 透射波的 GH 位移和透射率分别与材料薄层厚度关系 Fig. 2 Dependences of the GH shift of the transmitted wave and transmissivity on the thickness of the plate

图 2(a). 发现此时的 GH 位移为正;随着材料层厚度的增加,GH 位移产生振荡,但整体趋势增加,最大 GH 位移为波长 λ 的约 70 倍. 所以通过增加单轴各向异性左手材料层的厚度可以获得大 GH 位移. 图 2(b)是复合双棱镜的夹层整体透射率和厚度的关系曲线. 比较图 2(a)和图 2(b),可发现在透射率最大点即共振点处,GH 位移达到极大值,说明共振增强了透射波的 GH 位移;在透射率最小点处,透射波的 GH 位移达到极小值.

下面通过计算对这种对应关系进行分析. 由式(26)得到,透射波的 GH 位移对单轴各向异性左手薄层厚度的一阶偏导数为

$$\frac{\partial s_t}{\partial d} = \frac{\partial^2(\varphi_t)}{\partial \alpha \partial d} \quad (29)$$

由式(29)得到 $\frac{\partial s_t}{\partial d}$ 和单轴各向异性左手材料层厚度的关系曲线,如图 3,其中各参量的取值与图 2 相同. 从图 3 可以发现,在 a, b, c, d, e, f, g, h 点, $\frac{\partial s_t}{\partial d}$ 不存在. 并且发现,在 a, c, e, g 点左侧附近有 $\frac{\partial s_t}{\partial d} < 0$,右侧附近有 $\frac{\partial s_t}{\partial d} > 0$,所以在这些点处,透射波的 GH 位移取得极小值,而在这些点处 $k_{Ez}d = (m + \frac{1}{2})\pi$ (其中 m 为整数),将此式代入式(19)得到透射率达到最小值. 于是得到当透射波的透射率为最小值时,透射波的 GH 位移取得极小值.

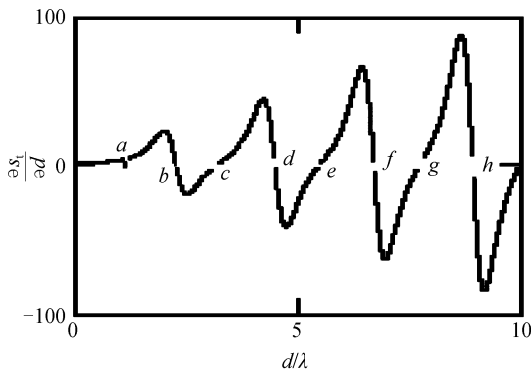


图 3 $\frac{\partial s_t}{\partial d}$ 与薄层厚度 d 的关系

Fig. 3 Dependence of $\frac{\partial s_t}{\partial d}$ on d

在 b, d, f, h 点左侧附近有 $\frac{\partial s_t}{\partial d} > 0$,右侧附近有 $\frac{\partial s_t}{\partial d} < 0$,所以在这些点处,透射波的 GH 位移取得极大值,而在这些点处 $k_{Ez}d = m\pi$,将此式代入式(19)得到透射率取得最大值. 所以当透射波的透射率为最大值时,透射波的 GH 位移取得极大值,透射共振增强了透射波的 GH 位移.

图 4 给出了夹层整体透射波的 GH 位移和入射角的关系曲线. 其中取夹层厚度 $d = 6\lambda, \theta = 0, \alpha$ 从 0.69rad 变化到 0.78rad . 由图 4 可见,透射波的 GH 位移的最大值是最小值的 8 倍左右,说明入射角对透射波的 GH 位移的影响很大.

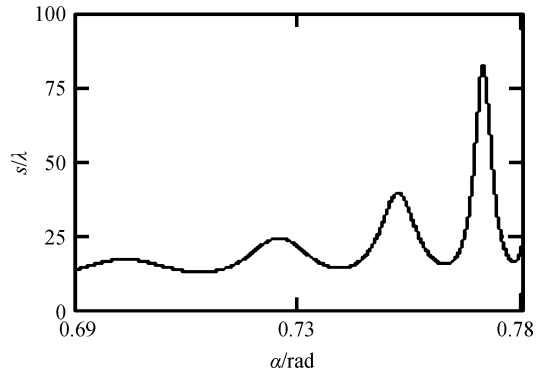


图 4 透射波的 GH 位移和入射光角度关系

Fig. 4 Dependence of the GH shift of the transmitted wave on the incident angle

图 5 给出了夹层整体透射波的 GH 位移随光轴与 z 轴间夹角的变化关系曲线,其中入射角为 $\alpha = 0.76\text{rad}$,厚度 $d = 6\lambda$,光轴与 z 轴夹角从 0 变化到 1.57rad . 从图 5 中可以看出,最大 GH 位移约为最小 GH 位移的 10 倍左右,说明光轴与 z 轴的夹角对透射波的 GH 位移也有显著影响.

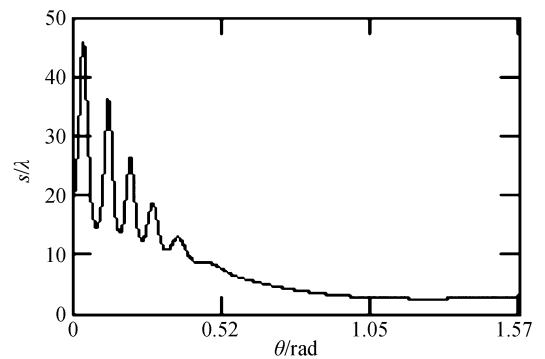


图 5 透射波的 GH 位移和光轴与 z 轴夹角关系

Fig. 5 Dependence of the GH shift of the transmitted wave on the angle between the optical axis and the z axis

4 结论

设计了一种由不同左手材料构成的复合双棱镜,分析了在单轴各向异性左手材料夹层中发生折射的条件;讨论了夹层两个界面上发生的 GH 的符号. 研究发现夹层整体透射波的 GH 位移随夹层厚度的增加而振荡,但整体呈增加趋势;在透射共振点,透射波的 GH 位移达到的极大值可达入射波长的约 70 倍;在透射率最小点处,透射波的 GH 位移达到极小值;入射角和光轴与界面的夹角对夹层整体透射波的 GH 位移有显著影响. 所以,通过合理

选择薄层的厚度、入射角和光轴与界面的夹角,可以获得正或负的古斯-汉森位移,并可实现大古斯-汉森位移。

这种复合棱镜可能用作分光器件、分束器件、激光调 Q 器件及光开关器件;此外,在微小位移测量、光位移调制、光通信等领域也有潜在的应用价值。

参考文献

- [1] SMITH D R, PADILLA W J, VIER D C, *et al.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(18):4184-4187.
- [2] SHELBY R A, SMITH D R, SCHUTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(5514):77-79.
- [3] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(18):3966-3969.
- [4] TSAKMAKIDIS K L, HERMANN C, KLAEDTKE A, *et al.* Surface plasmon polaritons in generalized slab heterostructures with negative permittivity and permeability[J]. *Phys Rev B*, 2006, **73**(8):085104~1-08504~11.
- [5] DI Yue-miao, WANG Xiao-ping, XIAO Bing-gang. Characteristic analysis of surface wave sensor based on negative refractive index material [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(2):328-331.
邸岳淼,王晓萍,肖丙刚. 负折射率材料用于表面波传感的特性分析[J]. *光子学报*, 2007, **36**(2):328-331.
- [6] LIN Zhi-li, HU Jian-dong. Study of geometrical optics on left-handed material (I)[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(6):893-897.
林志立,胡建东. 关于左手性介质几何光学研究(一)[J]. *光子学报*, 2006, **35**(6):893-897.
- [7] LIN Zhi-li, HU Jian-dong. Study of geometrical optics on left-handed material (II)[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(9):1392-1396.
林志立,胡建东. 关于左手性介质几何光学研究(二)[J]. *光子学报*, 2006, **35**(9):1392-1396.
- [8] BERMAN P R. Goos-Hänchen shift in negatively refractive media[J]. *Physical Review E*, 2002, **66**(6):0676031-0676033.
- [9] HU L B, CHUI S T. Characteristics of electromagnetic wave propagation in uniaxially anisotropic left-handed materials [J]. *Physical Review B*, 2002, **66**(8):851081-851087.
- [10] JIANG Yong-yuan, ZHANG Yong-qiang, SHI Hong-yan, *et al.* The Goos-Hänchen shift on the surface of uniaxially anisotropic left handed materials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(2):798-804.
姜永远,张永强,时红艳,等. 单轴各向异性左手介质表面的 Goos-Hänchen 位移[J]. *物理学报*, 2007, **56**(2):798-804.
- [11] GHATAK A K, SHENOY M R, GOYAL I C, *et al.* Beam propagation under frustrated total reflection [J]. *Opt Commun*, 1986, **56**(5):313-317.
- [12] KAISER R, LEVY Y, FLEMING J, *et al.* Resonances in a single thin dielectric layer: enhancement of the Goos-Hänchen shift[J]. *Pure Appl Opt*, 1996, **5**(6):891-898.
- [13] PILLON F, GILLES H, GIRARD S, *et al.* Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for leaky guided modes[J]. *J Opt Soc Am B*, 2005, **22**(6):1290-1299.
- [14] LI Chun-fang, YANG Xiao-yan, DUAN Tao, *et al.* Microwave measurement of dielectric film enhanced Goos-Hänchen shift [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2006, **33**(6):753-755.
李春芳,杨晓燕,段弢,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.
- [15] ZHU Qi-biao, LI Chun-fang, 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. 双棱镜结构中透射光束的古斯汉欣位移[J]. *光学学报*, 2005, **25**(5):673-677.
- [16] POCHI Y. Electromagnetic propagation in birefringent layered media[J]. *J Opt Soc Am*, 1979, **69**(5):742-756.
- [17] YEY P. *Optical waves in layered media* [M]. New York: Wiley, 1988:23.

Goos-Hänchen Shift at the Inner Interface of a Composed Rhomboid Prism Made of Left-handed Materials

WANG Cheng¹, WANG Zheng-ping¹, ZHANG Zhen-hui²

(1 Science School, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

(2 a. Key Laboratory of Electronics Engineering, College of Heilongjiang Province; b. Major Laboratories of Integrated Circuits, Heilongjiang University, Harbin 150080, China)

Received date: 2007-06-23

Abstract: A composed rhomboid prism composed of two isotropic left-handed material (LHM) prisms with an uniaxially anisotropic LHM plate, there is an angle between the interface of which and the optical axis, was designed. The Goos-Hänchen shift at the inner interface was investigated. The refraction conditions and the sign of the Goos-Hänchen shifts were theoretically analyzed. It is found that the Goos-Hänchen shift of the reflective wave is the same as that of the transmission one, the Goos-Hänchen shift of transmission wave oscillates with the thickness of the film increasing, and its overall tendency increases. At the resonance point of the transmission wave, the Goos-Hänchen shift of transmission wave reaches its maximum which is almost several tens of the wavelength of the incident wave. It is also found that the Goos-Hänchen shift of transmission wave is significantly affected by the incidence angle and the angle between the optical axis and the interface. Finally, the potential applications of this prism is briefly discussed.

Key words: Left-handed material; Uniaxially anisotropic; Goos-Hänchen shift; Refraction



WANG Cheng was born in 1981, and received his B. E. and M. E. degrees from Science School, Harbin Engineering University (HEU). Now he is pursuing the Ph. D. degree at Science School of HEU, and his research interests focus on electromagnetic properties of left-handed materials and their applications.