

文章编号: 0253-2239(2007)12-2229-6

高斯光束在单轴孪晶界面上的反射与折射*

徐继伟 王 燕 魏晨星

(上海大学物理系, 上海 200444)

摘要: 给出了高斯光束入射到孪晶结构的电磁场分布,解出了反射系数和透射系数。根据晶体的色散关系解出了入射角、反射角和折射角关于晶体参量及波矢的方程,并根据角度方程给出了在一定参量下反射角和折射角关于入射角变化的关系图,以图示的方法显示了光束在界面处的异常性质。根据角度关系和反射、透射系数分析了异常光束在界面处能够出现二性折射、负反射、全透射和全反射等光束的奇特性质;分析了出现这些奇特性质对晶体参量和入射角所要求的条件。根据时间平均的能流密度公式,用数值模拟的方法给出了二性折射、全透射和全反射在特定参量下的高斯光束在孪晶内的能流密度分布图及当发生全反射时不同宽度光束在界面处关于入射角的古斯-亨兴(Goos-Hänchen)位移。

关键词: 材料; 孪晶; 二性折射; 全透射; 全反射; 高斯光束

中图分类号: O435.1 文献标识码: A

Reflection and Refraction of Gaussian Beam from Uniaxial Bicrystal Interface

Xu Jiwei Wang Yan Wei Chenxing

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444)

Abstract: The electro-magnetic distribution when the Gaussian beam is incident into the bicrystal structure is presented, and the refraction and transmission coefficients of extraordinary light at the bicrystal interface are derived. According to dispersion relations, The relations of the incident angle, reflection angle and refraction angle equations with bicrystal parameters and wave vector are obtained respectively. The variation of the reflection angle and refraction angle with the incident angle for certain bicrystal parameters is presented by angle quations. The unique properties of amphoteric refraction, negative refraction, total transmission and total reflection are plotted and analyzed, and the crystal parameters and incident angle for these properties are analyzed. The time-averaged energy density distribution of Gaussian beam with special parameters in bicrystal is numerically analyzed when amphoteric refraction, total transmission and total reflection occur. At last the Goos-Hänchen shift of incident angle at the interface is given with different beam widths when total reflection occurs.

Key words: optical materials; bicrystal; amphoteric refraction; total transmission; total reflection; Gaussian beam

1 引 言

为了实现负折射^[1]现象而构造了好几种结构,比如开口环谐振器(SRR)结构^[2~4],电感电容(L-C)传输线结构^[5]光子晶体结构^[6,7]以及十二层准晶结构^[8,9]。这几种结构所能够实现的等效负折射现象在微波或红外波段。文献[10]介绍了双曲色散型单轴左手介质的负折射现象。文献[11]报道了孪晶

结构实现了弹道电子和光束的负折射现象,Yong Zhang 等把两个钷酸钇单轴晶体用光接触的方式构造了一个孪晶结构。当光束通过孪晶结构的时候,在界面出现了全透射,而且随着入射角的不同出现了二性折射(正折射和负折射)。关于出现负折射和全方向的全透射的条件,在文献[12,13]中给出了具体分析,并且给出了四个斯涅耳系数。

* 国家自然科学基金(60407007)资助课题。

作者简介:徐继伟(1980—),男,硕士研究生,主要从事负折射率介质中光传输方面的研究。

E-mail: xuji2544@163.com

导师简介:王 燕(1973—),女,硕士生导师,主要从事晶体生长、光传输理论和非线性光学的理论及其应用方面的研究。

E-mail: yanwang@staff.shu.edu.cn

收稿日期: 2007-03-19; 收到修改稿日期: 2007-06-05

当入射光束出现全反射的时候,在两个介质界面处,入射光束的中心和反射光束的中心将不会重合在一起了,有一个相对移动,这就是所谓的古斯-亨兴(Goos-Hänchen)位移^[14]。用能流密度法可没有任何限制地方便地得到光束反射或透射时的光束移动量。

研究了高斯光束在有任意光轴的孛晶界面上的反射、透射性质。入射的光束是锥形的高斯频谱。给出光束在孛晶中的电磁场分布,根据边界条件解出光束在界面处的反射系数和透射系数。再根据反射系数和透射系数以及色散关系讨论光束出现负折射、全透射和全反射时对晶体参量和入射角的要求。进行数值模拟,验证了上面的结论。求出光束发生全反射时的光束移动大小。

2 电磁场在孛晶中的分布

考虑的孛晶结构是两个非磁性的以光接触的方

式结合在一起的单轴晶体结构。光束从左侧晶体入射,如图 1 所示。两个晶体的光轴和界面法线(沿 z 轴)所成的角分别为 θ_L 和 θ_R 。

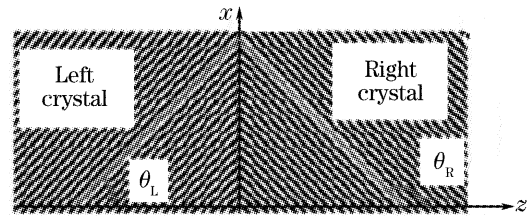


图 1 孛晶的结构图

Fig. 1 Schematic diagram of the cross section of a bicrystal

如果入射的是寻常波(TE波),晶体相对于入射波就成为各向同性的,而对于异常光(TM波)则是各向异性的,文中只考虑异常光入射。在图 1 所示的坐标系中,晶体的相对介电张量和色散关系可分别表示为^[15]

$$\epsilon_{L(R)} = \begin{bmatrix} \epsilon_o^{L(R)} + \epsilon_c^{L(R)} - \beta_{L(R)}^2 & 0 & \alpha_{L(R)} \\ 0 & \epsilon & 0 \\ \alpha_{L(R)} & 0 & \beta_{L(R)}^2 \end{bmatrix}, \tag{1}$$

$$\frac{[k_x \cos \theta_{L(R)} - k_z \sin \theta_{L(R)}]^2}{\epsilon_c^{L(R)}} + \frac{[k_x \sin \theta_{L(R)} + k_z \cos \theta_{L(R)}]^2}{\epsilon_o^{L(R)}} = \frac{\omega^2}{c^2}, \tag{2}$$

其中

$$\alpha_{L(R)} = [\epsilon_c^{L(R)} - \epsilon_o^{L(R)}] \sin \theta_{L(R)} \cos \theta_{L(R)},$$

$$\beta_{L(R)} = \{ \sin^2 [\theta_{L(R)}] \epsilon_o^{L(R)} + \cos^2 [\theta_{L(R)}] \epsilon_c^{L(R)} \}^{1/2},$$

光轴与法线所成的角的范围为 $0 < \theta_L < \pi/2, 0 < \theta_R < \pi$ 。则入射的高斯光束可以表示为^[15]

$$H_{iy} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \exp[j(k_x x + k_{iz} z)] \psi(k_x), \tag{3}$$

其中 $\psi(k_x) = \frac{g}{2\sqrt{\pi}} \exp[-g^2(k_x - k_{ix})^2/4]$ 高斯型频谱, g 为光束束腰半宽度,光束的中心在 $x = 0, z = 0$ 处。

则孛晶结构中的电磁场可以表示如下(已略去时间因子)

在左晶体中

$$H_{0y} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \psi(k_x) [\exp(jk_{0z}^+ x) + R \exp(jk_{0z}^- z)] \exp(jk_x x), \tag{4a}$$

$$E_{0x} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \psi(k_x) \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\beta_L^2 - k_x^2}{\epsilon_o^L \epsilon_c^L}} [\exp(jk_{0z}^+ z) - R \exp(jk_{0z}^- z)] \exp(jk_x x), \tag{4b}$$

$$E_{0z} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \psi(k_x) \left[\frac{k_x + \alpha_L \sqrt{(\beta_L^2 - k_x^2)/(\epsilon_o^L \epsilon_c^L)}}{-\omega \beta_L^2} \exp(jk_{0z}^+ z) + \frac{k_x - \alpha_L \sqrt{(\beta_L^2 - k_x^2)/(\epsilon_o^L \epsilon_c^L)}}{-\omega \beta_L^2} R \exp(jk_{0z}^- z) \right] \exp(jk_x x), \tag{4c}$$

在右晶体中

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{1y} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \psi(k_x) T \exp(jk_{1z}x) \exp(jk_x x), \end{array} \right. \quad (5a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{1x} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \psi(k_x) \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\beta_R^2 - k_x^2}{\epsilon_0^R \epsilon_e^R}} T \exp(jk_{1z}z) \exp(jk_x x), \end{array} \right. \quad (5b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{1z} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \psi(k_x) \frac{k_x + \alpha_R \sqrt{(\beta_R^2 - k_x^2)/(\epsilon_0^R \epsilon_e^R)}}{-\omega \beta_R^2} T \exp(jk_{0z}^+ z) \exp(jk_x x), \end{array} \right. \quad (5c)$$

k_x 是波矢在 x 轴的分量, k_{0z}^+ , k_{0z}^- 是波矢在 z 轴的分量, +、- 代表沿着 z 轴正方向和 z 轴负方向。从色散关系中解出

$$k_{0z}^+ = \frac{-\alpha_L k_x + \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L (\beta_L^2 - k_x^2)}}{\beta_L^2}, \quad k_{0z}^- = \frac{-\alpha_L k_x - \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L (\beta_L^2 - k_x^2)}}{\beta_L^2}, \quad k_{1z} = \frac{-\alpha_R k_x + \sqrt{\epsilon_0^R \epsilon_e^R (\beta_R^2 - k_x^2)}}{\beta_R^2}, \quad (6)$$

根据电场和磁场的切向分量在边界 $z = 0$ 处的连续条件可以解出反射系数 R 和透射系数 T

$$R = \frac{\sqrt{\epsilon_0^R \epsilon_e^R (\beta_L^2 - k_x^2)} - \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L (\beta_R^2 - k_x^2)}}{\sqrt{\epsilon_0^R \epsilon_e^R (\beta_L^2 - k_x^2)} + \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L (\beta_R^2 - k_x^2)}}, \quad (7)$$

$$T = \frac{2 \sqrt{\epsilon_0^R \epsilon_e^R (\beta_L^2 - k_x^2)}}{\sqrt{\epsilon_0^R \epsilon_e^R (\beta_L^2 - k_x^2)} + \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L (\beta_R^2 - k_x^2)}}, \quad (8)$$

时间平均的能流密度可表示为

$$|\langle \mathbf{S}_n \rangle| = \frac{1}{2} \sqrt{[\operatorname{Re}(E_{nx} H_{ny}^*)]^2 + \operatorname{Re}[E_{nz} H_{ny}^*]^2}, \quad (9)$$

下标 $n = 0, 1$ 代表左右晶体。

3 反射和透射的异常性质

从色散关系(2)式可以解出入射角 θ_i 、反射角 θ_r 和折射角 θ_t (与 z 轴之间的角 $-\pi/2 < \theta_{i(t)} < \pi/2$):

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_i = \arctan\left(-\frac{\partial k_{iz}}{\partial k_{ix}}\right) = \arctan \frac{\alpha_L + k_x \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L / (\beta_L^2 - k_x^2)}}{\beta_L^2}, \end{array} \right. \quad (10a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_r = \arctan\left(-\frac{\partial k_{rz}}{\partial k_{rx}}\right) = \arctan \frac{\alpha_L - k_x \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L / (\beta_L^2 - k_x^2)}}{\beta_L^2}, \end{array} \right. \quad (10b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_t = \arctan\left(-\frac{\partial k_{tz}}{\partial k_{tx}}\right) = \arctan \frac{\alpha_R + k_x \sqrt{\epsilon_0^R \epsilon_e^R / (\beta_R^2 - k_x^2)}}{\beta_R^2}. \end{array} \right. \quad (10c)$$

为便于讨论, 设左晶是正晶体, 且 $\beta_L > \beta_R$, 则 $\alpha_L > 0$ 。出现负折射条件:

1) 当 $\beta_R > k_x \geq 0$ 时 $\theta_i > 0$ 即入射角为锐角时, (10c) 式中则要求 $\alpha_R < 0$, 则 $k_x \sqrt{\frac{\epsilon_0^R \epsilon_e^R}{\beta_R^2 - k_x^2}} < |\alpha_R|$ 可使得 $\theta_t < 0$, 则 $0 \leq k_x < \frac{|\alpha_R| \beta_R}{\sqrt{|\alpha_R|^2 + \epsilon_0^R \epsilon_e^R}}$, 可得

$$\arctan\left(\frac{\alpha_L}{\beta_L^2}\right) \leq \theta_i < \arctan\left\{\frac{\sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L \beta_R^2} |\alpha_R|^2 / [(\beta_L^2 - \beta_R^2) |\alpha_R|^2 + \beta_L^2 \epsilon_0^R \epsilon_e^R] + \alpha_L}{\beta_L^2}\right\}; \quad (11a)$$

2) 当 $\frac{-\alpha_R \beta_L}{\sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L + \alpha_L^2}} < k_x < 0$, $\theta_i > 0$, (10c) 式若 $\alpha_R \leq 0$ 完全可以满足 $\theta_t < 0$, 可解得 $0 < \theta_t \leq \arctan(\alpha_L / \beta_L^2)$; 若

$\alpha_R > 0$ 则要 $|k_x| \sqrt{\frac{\epsilon_0^R \epsilon_e^R}{\beta_R^2 - k_x^2}} > \alpha_R$ 可使得 $\theta_t < 0$, 解得 $\frac{-\alpha_L \beta_L}{\sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L + \alpha_L^2}} < k_x < \frac{-\alpha_R \beta_R}{\sqrt{\epsilon_0^R \epsilon_e^R + \alpha_R^2}}$, 进一步得

$$0 < \theta_t < \arctan\left\{\frac{\alpha_L - \sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L \beta_R^2} |\alpha_R|^2 / [(\beta_L^2 - \beta_R^2) |\alpha_R|^2 + \beta_L^2 \epsilon_0^R \epsilon_e^R]}{\beta_L^2}\right\}; \quad (11b)$$

3) 当 $-\beta_R < k_x < \frac{-\alpha_L \beta_L}{\sqrt{\epsilon_0^L \epsilon_e^L + \alpha_L^2}}$ 时, $\theta_i < 0$, 则要求 $\alpha_R > 0$, 则 $|k_x| \sqrt{\frac{\epsilon_0^R \epsilon_e^R}{\beta_R^2 - k_x^2}} < \alpha_R$ 使得 $\theta_t > 0$, 可解得

$$\frac{-\alpha_R \beta_R}{\sqrt{\alpha_R^2 + \epsilon_c^R \epsilon_e^R}} < k_x < \frac{-\alpha_L \beta_L}{\sqrt{\epsilon_o^L \epsilon_e^L + \alpha_L^2}}, \text{ 进一步可得}$$

$$\arctan \left\{ \frac{\alpha_L - \sqrt{\epsilon_o^L \epsilon_e^L \beta_R^2} |\alpha_R|^2 / [(\beta_L^2 - \beta_R^2) |\alpha_R|^2 + \beta_L^2 \epsilon_o^R \epsilon_e^R]}{\beta_L^2} \right\} < \theta_i < 0. \quad (11c)$$

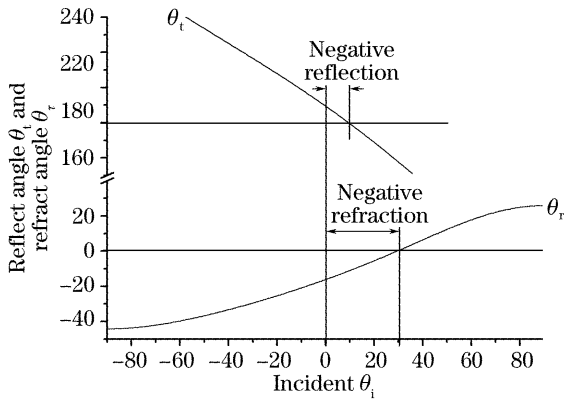


图 2 反射角和折射角关于入射角的变化

Fig. 2 Dependence of the reflection angle and refraction angle on the incident angle

在上述条件之外是一个正常的折射光束,也就是在整个入射范围内会出现二性折射。选取晶体的参量, $\epsilon_o^L = 1.96^2, \epsilon_e^L = 2.17^2, \theta_L = 65^\circ, \epsilon_o^R = 2.79^2, \epsilon_e^R = 3.61^2, \theta_R = 138^\circ$, 其中左晶 Se 右晶 YVO_4 入射光波长 1060 nm, $g = 2\lambda$ (λ 为真空中的波长) 得到图 2 所示的折射角和反射角关于入射角的变化, 出现负折射的入射角的范围是 $0^\circ < \theta_i < 29.3^\circ$ 。在入射角 $0^\circ < \theta_i < 9^\circ$ 时反射角和入射角出现在同一个区域, 即相对于正常的反射现象, 出现了负反射^[13]。

图 3 为二性折射的能流密度分布图。图 3(a) 的入射角为 20° , 图 3(b) 的入射角是 45° 。因为入射光和反射光束在界面附近相互干涉, 光强很强, 并且反射系数很小, 所以反射出来的那一部分很弱, 几乎看不到。图 3(b) 左上角为放大部分的很弱的反射光束。

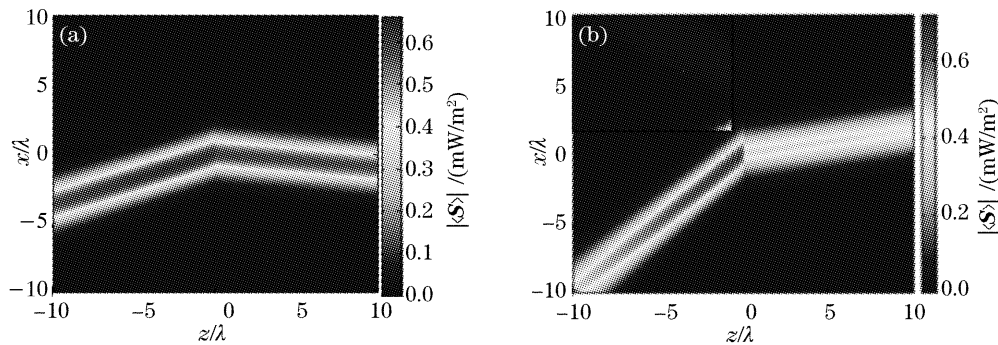


图 3 二性折射图

Fig. 3 Diagram of amphoteric refraction

从(7)式、(8)式可以解出光束全透射的条件 $\epsilon_o^L \epsilon_e^L = \epsilon_o^R \epsilon_e^R$ 和 $\beta_L^2 = \beta_R^2$ 。对于入射角没有什么要求, 即在除去出现全反射的整个入射范围内光束全部透过界面。根据此条件和(9)式可以选取晶体参量模拟出光束在孪晶中的能流分布, 如图 4(a), $\epsilon_o^L = 2^2,$

$\epsilon_e^L = 2.25^2, \theta_L = 40^\circ, \epsilon_o^R = 2^2, \epsilon_e^R = 2.25^2, \theta_R = 140^\circ$, 入射光波长 532 nm, 左右晶体都是 YVO_4 。从模拟图中可以清楚地看到入射光束全部的进入第二个晶体中。

从(7)式、(8)式可以解出光束全反射的条件是

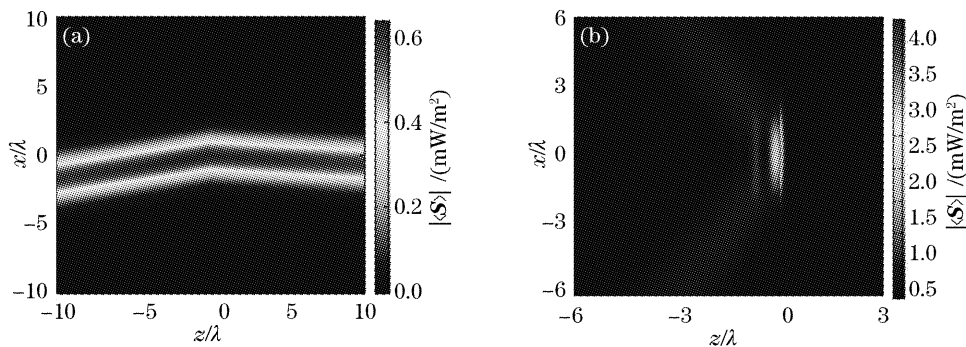


图 4 孪晶界面上的全透射(入射角为 10°) (a) 和全反射时(入射角为 64.2°) (b) 的能流密度分布图

Fig. 4 Time-averaged energy density distribution of total transmission (incident angle of 10°) (a) and total reflection (incident angle of 64.2°) (b) on the bicrystal interface

$\beta_R^2 < k_x^2 < \beta_L^2$, 代入(10)式中可得

$$\arctan \left[\frac{\sqrt{\epsilon_o^L \epsilon_e^L \beta_R^2 / (\beta_L^2 - \beta_R^2)} + \alpha_L}{\beta_L^2} \right] < \theta_i < \frac{\pi}{2}, \text{ or } -\frac{\pi}{2} < \theta_i < \arctan \left[\frac{\alpha_L - \sqrt{\epsilon_o^L \epsilon_e^L \beta_R^2 / (\beta_L^2 - \beta_R^2)}}{\beta_L^2} \right], \quad (12)$$

从(12)式可知道 α_L 越小, 出现全反射的入射角的取值范围越大。

当全反射时 $k_{xz} = \frac{-\alpha_R k_x + j \sqrt{\epsilon_o^R \epsilon_e^R (k_x^2 - \beta_R^2)}}{\beta_R^2}$ 和

$$R = \exp(-j2\phi), \text{ 其中 } \tan \phi = \frac{\sqrt{\epsilon_o^L \epsilon_e^L (k_x^2 - \beta_R^2)}}{\sqrt{\epsilon_o^R \epsilon_e^R (\beta_L^2 - k_x^2)}}.$$

利用(9)式和全反射条件, 取参量 $\epsilon_o^L = 2^2$, $\epsilon_e^L = 2.25^2$, $\theta_L = 10^\circ$, $\epsilon_o^R = 1.51^2$, $\epsilon_e^R = 1.47^2$, $\theta_R = 150^\circ$, 就可以模拟出全反射时的能流密度分布图。其中左晶是 YVO_4 右晶是 KDP , 入射光波长 532 nm, $g = 2\lambda$ 如图 4。发生全反射的入射角的范围是 $-90^\circ < \theta_i$

$< -36.8^\circ$ 或 $39.5^\circ < \theta_i < 90^\circ$ 。入射光束和反射光束在界面处相互干涉形成很亮的光束, 并且有光束在界面上的移动现象出现。在上述参量下发生全反射时在界面处的光束移动量也可以用能流法方便得到, 如图 5, 黑线的光束 $g = 5\lambda$, 红线的光束 $g = 10\lambda$ 。从图 5 可以看出发生全反射时在正的(或负)入射角两端处光束越宽, 光束移动越大, 而在中间角度光束的宽度越大而光束移动量却变小了, 但变化不大。

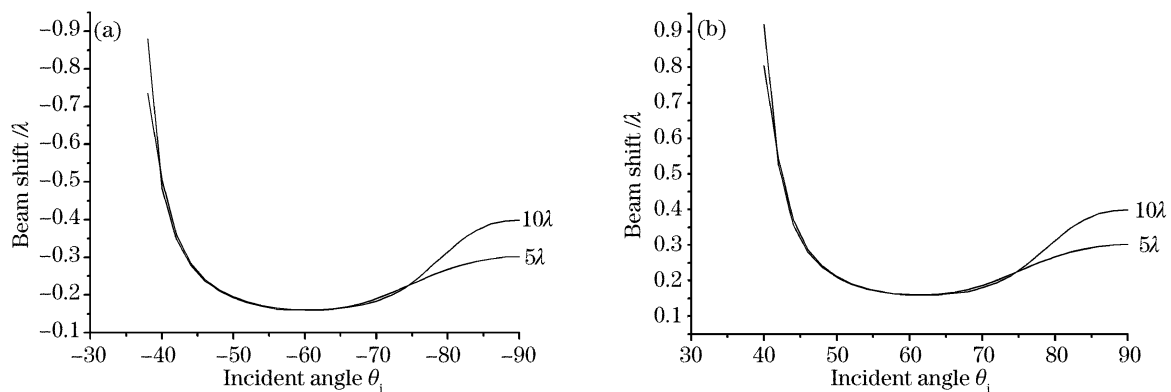


图 5 孪晶界面上发生全反射时的光束移动随角度的变化

Fig. 5 Dependence of beam shift on the incident angle when total reflection occurs on the bycrystal interface

4 结 论

给出了高斯光束入射到孪晶结构的电磁场分布, 由边界条件解出了异常光在界面处的反射系数和透射系数。并根据反射和透射系数及色散关系分析了光束在界面处能够出现二性折射、负反射、全透射和全反射等光束的奇特性质, 分析了出现这些奇特性质对晶体参量和入射角所要求的条件。用数值模拟给出了整个光束的能流密度分布图。用数值模拟法给出了在所取参量下的不同光束宽度的光束移动量随入射角度变化的曲线, 结果发现移动量不超过一个波长。孪晶结构不像人造材料那样对出现奇特性质时(如负折射现象)对频率有特别的要求, 它与孪晶结构参量、光束参量及入射角有很大的关系, 对于实现光束在光波波段光束的负折射现象, 孪晶结构具有不可替代的作用。进一步分析结构的独特性质利用晶体的色散和双折射结合孪晶结构能够实现角色散、滤波、波分复用、电光调制器件、色散补

偿、隔离等, 其研究结果对开发孪晶光学器件具有重要的指导意义。

参 考 文 献

- 1 Yong Zhang, A. Mascarenhas. Total and negative refraction of electromagnetic waves[J]. *Mod. Phys. Lett. B*, 2005, **19**(1): 21~23
- 2 R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(6): 77~79
- 3 J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(18): 3966~3969
- 4 J. S. Lih, Y. S. Wang, M. C. Lu *et al.*. Experimental realization of breaking diffraction limit by planar negative-index metamaterials in free space[J]. *Euro. Phys. Lett.*, 2005, **69**(4): 544~548
- 5 Anthony Grbic, George V. Eleftheriades. Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(11): 1174031~1174034
- 6 Nicholas Fang, Hyesog Lee, Cheng Sun *et al.*. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens[J]. *Science*, 2005, **308**(5721): 534~537
- 7 He Sailing, Ao Xianyu, Ruan Zhichao. Effects of negative refraction and the application in photonic crystals[J]. *Laser &*

- Optoelectronics Progress*, 2005, **42**(12): 15 (in Chinese)
何赛灵, 敖献煜, 阮智超. 光子晶体负折射及其应用[J]. *激光和光电子学进展*, 2005, **42**(12): 15
- 8 Zhifang Feng, Xiangdong Zhang, Yiquan Wang *et al.*. Negative refraction and imaging using 12-fold-symmetry quasicrystals[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(24): 2474021~2474024
- 9 Feng Zhifang, Zhang Xiangdong, Wang Yiquan *et al.*. Negative refraction and imaging using 12-fold-symmetry quasicrystal structures[J]. *Physics*, 2006, **35**(1): 10~13 (in Chinese)
冯志芳, 张向东, 王义全 等. 十二重准晶光子结构中的负折射与成像[J]. *物理*, 2006, **35**(1): 10~13
- 10 Cao Jingxiao, Hu Wei, Luo Hailu. Refraction in hyperbolic uniaxial left-handed material[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11): 1749~1754 (in Chinese)
曹京晓, 胡 巍, 罗海陆. 双曲色散型单轴左手介质中的折射[J]. *光学学报*, 2006, **26**(11): 1749~1754
- 11 Yong Zhang, B. Fluegel, A. Mascarenhas. Total negative refraction in real crystals for ballistic electrons and light[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(15): 1574041~1574044
- 12 Zheng Liu, Zhifang Lin, S. T. Chui. Negative refraction and omnidirectional total transmission at a planar interface associated with a uniaxial medium[J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **69**(11): 1154021~1154026
- 13 Yan Wang, Xuejue Zha, Jinkui Yan. Reflection and refraction of light at the interface of a uniaxial bicrystal[J]. *Euro. Lett.*, 2005, **72**(5): 830~836
- 14 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler versuch zur total reflection[J]. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 1947, **1**: 333~346
- 15 Jin Au Kong, Bae-lan Wu, Yan Zhang. A unique lateral displacement of a Gaussian beam transmitted through a slab with negative permittivity and permeability [J]. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 2002, **33**(2): 136~139