

单轴各向异性手征介质平板的反射和透射特性研究*

董建峰[†] 李杰

(宁波大学光纤通信与网络技术研究所, 宁波 315211)

(2012年9月3日收到; 2012年10月10日收到修改稿)

研究了光轴平行于界面的单轴各向异性手征介质平板对平面电磁波的反射和透射特性, 推导出了反射和透射系数(功率)公式; 按介电常数的正负分4种情形给出了反射和透射功率曲线; 讨论了手征参数对反射和透射特性的影响, 特别是给出了伪布儒斯特角与手征参数的变化关系曲线.

关键词: 单轴各向异性手征介质, 手征参数, 伪布儒斯特角, 反射和透射

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Bs, 78.20.Ci

DOI: 10.7498/aps.62.064102

1 引言

自从 Tretyakov 等^[1,2] 和 Pendry^[3] 分别独立地提出利用介质的手征性实现负折射率以来, 手征介质中电磁波传播特性的研究又重新引起了人们的极大兴趣, 成为负折射率研究领域的一个新热点. 理论和实验及模拟研究均证明了在人工手征介质结构中能够得到负折射率^[1-13], 而且理论研究还表明, 手征负折射率介质平板可实现圆极化波的亚波长聚焦^[4,5]. 人们已经提出了手征负折射率介质的许多潜在应用, 如波导^[14-16]、极化旋转器^[17]、天线^[18]等. 但目前大多数的研究集中在各向同性手征介质, 实际上各向异性手征介质更容易在实验上实现. 早在 1990 年代, Lindell 等^[19] 就已对单轴各向异性手征介质做了研究, 然而当时并没有考虑该介质实现后向波传播的可能. 最近, Cheng 和 Cui^[20] 研究了单轴各向异性手征介质中的负折射, 发现与各向同性手征介质相比, 在各向异性手征介质中实现负折射的条件更加宽松, 而且也不需要介电常数和磁导率同时为负. 他们还研究了电磁波从真空入射到光轴垂直于界面的单轴各向异性手征介质的反射与透射特性^[21]. 本文作者也研究了光轴方向与界面平行时单轴各向异性手征介质实现负折射

的可能条件及其折射特性^[22].

另一方面, 各向同性手征介质平板对垂直入射和斜入射情形下的电磁波的反射和透射特性早有文献报道^[23-27], 单轴各向异性手征介质平板对垂直入射的电磁波的反射和透射特性也已被探讨^[28,29]. 最近本文作者研究了光轴垂直于界面的单轴各向异性手征介质平板对斜入射电磁波的反射和透射特性^[30]. 本文则进一步研究光轴平行于界面的单轴各向异性手征介质平板对平面电磁波的反射和透射特性, 推导出了反射和透射系数(功率)公式, 数值研究了不同介电常数和手征参数对反射和透射特性的影响, 给出了伪布儒斯特角与手征参数的变化关系曲线.

2 单轴各向异性手征介质平板的反射和透射

如图 1 所示, 考虑角频率为 ω 的平面电磁波以入射角 θ_i 斜入射至单轴各向异性手征介质平板表面 ($y=0$), 平板厚度为 d , $y < 0$ 和 $y > d$ 区域为自由空间, 其介电常数和磁导率为标量 (ϵ_0, μ_0), 而在 $0 < y < d$ 的区域内为单轴各向异性手征介质 (光轴为 z 向, 即平行于界面), 其介电常数、磁导率和手征参数为张量 ($\bar{\epsilon}, \bar{\mu}, \bar{\kappa}$). 图中 θ_r, θ_t 分别为反射角

* 国家自然科学基金 (批准号: 61078060)、浙江省自然科学基金 (批准号: Y1091139)、宁波市科技创新团队项目 (批准号: 2009B21007) 和宁波大学王宽诚幸福基金资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: dongjianfeng@nbu.edu.cn

和透射角, $\theta_t = \theta_r = \theta_i$; θ_{\pm} 为手征介质两个本征波的相折射角; k_i, k_r, k_t 分别为入射波、反射波、透射波的波数, $k_t = k_r = k_i = k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$; k_{\pm} 为单轴各向异性手征介质中两个本征波的波数.

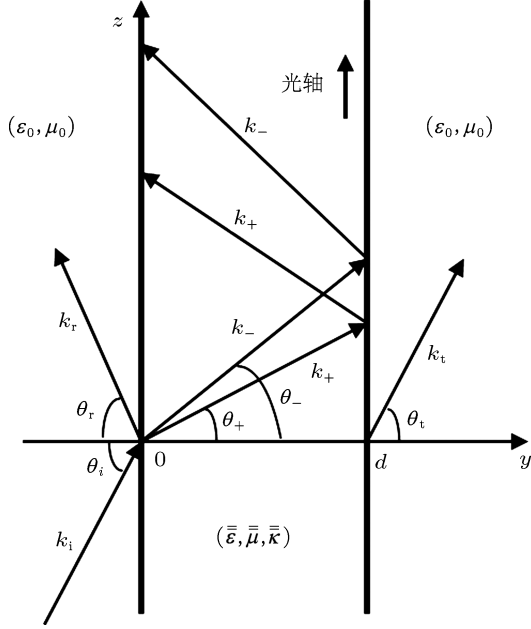


图1 单轴各向异性手征介质平板的反射和透射示意图

单轴各向异性手征介质的本构关系为^[19](在本文中假设时谐场为 $\exp(j\omega t)$)

$$\mathbf{D} = \bar{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} - j\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\bar{\kappa} \cdot \mathbf{H}, \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = \bar{\mu} \cdot \mathbf{H} + j\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\bar{\kappa} \cdot \mathbf{E}, \quad (2)$$

其中, $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_t \bar{\mathbf{I}}_t + \varepsilon_z z z$, $\bar{\mu} = \mu_t \bar{\mathbf{I}}_t + \mu_z z z$, $\bar{\mathbf{I}}_t = \mathbf{x}\mathbf{x} + \mathbf{y}\mathbf{y}$, $\bar{\kappa} = \kappa z z$, κ 为手征参数, μ_z (μ_t) 和 ε_z (ε_t) 分别为单轴手征介质的磁导率和介电常数在光轴方向(垂直于光轴方向)的分量, z 方向为光轴方向.

设入射电场和磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i &= \mathbf{E}_{0i} e^{-jk_i(y \cos \theta_i + z \sin \theta_i)}, \\ \mathbf{H}_i &= \mathbf{H}_{0i} e^{-jk_i(y \cos \theta_i + z \sin \theta_i)}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{0i} &= E_{i\perp} \mathbf{x} + E_{i\parallel} (\mathbf{y} \sin \theta_i - z \cos \theta_i), \\ \mathbf{H}_{0i} &= \eta_0^{-1} [-E_{i\parallel} \mathbf{x} + E_{i\perp} (\mathbf{y} \sin \theta_i - z \cos \theta_i)], \end{aligned} \quad (4)$$

$\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ 为自由空间中电磁波的本征波阻抗, 下标“ \perp ”表示入射平面波的垂直分量(TE波), “ \parallel ”表示其平行分量(TM波).

从单轴手征介质平板表面反射的电场和磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r &= \mathbf{E}_{0r} e^{-jk_r(-y \cos \theta_r + z \sin \theta_r)}, \\ \mathbf{H}_r &= \mathbf{H}_{0r} e^{-jk_r(-y \cos \theta_r + z \sin \theta_r)}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{0r} &= E_{r\perp} \mathbf{x} + E_{r\parallel} (\mathbf{y} \sin \theta_r + z \cos \theta_r), \\ \mathbf{H}_{0r} &= \eta_0^{-1} [-E_{r\parallel} \mathbf{x} + E_{r\perp} (\mathbf{y} \sin \theta_r + z \cos \theta_r)]. \end{aligned} \quad (6)$$

在单轴各向异性手征介质中存在两个本征波, 波数为^[19,22]

$$k_{\pm} = \frac{\omega\sqrt{\varepsilon_t\mu_t}}{\sqrt{\sin^2 \theta_{\pm} + \cos^2 \theta_{\pm}/A_{\pm}}}, \quad (7)$$

其中

$$A_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_z}{\mu_t} + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\mu_z}{\mu_t} - \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} \right)^2 + \frac{\kappa^2 \mu_0 \varepsilon_0}{\mu_t \varepsilon_t}}.$$

因此在手征介质平板中共有四个平面波传播, 其中两个波的传播方向指向 $y=d$ 界面, 另两个波的传播方向指向 $y=0$ 界面, 如图1所示. 指向 $y=d$ 界面的两个波的电场和磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_c^+ &= \mathbf{E}_{01}^+ e^{-jk_+(y \cos \theta_+ + z \sin \theta_+)} \\ &\quad + \mathbf{E}_{02}^+ e^{-jk_-(y \cos \theta_- + z \sin \theta_-)}, \\ \mathbf{H}_c^+ &= \mathbf{H}_{01}^+ e^{-jk_+(y \cos \theta_+ + z \sin \theta_+)} \\ &\quad + \mathbf{H}_{02}^+ e^{-jk_-(y \cos \theta_- + z \sin \theta_-)}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中^[22]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{01}^+ &= E_{01}^+ \left(\omega \mu_t Y_{z+} \mathbf{x} + k_z^+ \mathbf{y} - \frac{k_y^+}{A_+} \mathbf{z} \right), \\ \mathbf{E}_{02}^+ &= E_{02}^+ \left(\omega \mu_t Y_{z-} \mathbf{x} + k_z^- \mathbf{y} - \frac{k_y^-}{A_-} \mathbf{z} \right), \\ \mathbf{H}_{01}^+ &= E_{01}^+ Y_{z+} \left[-\omega \varepsilon_t Z_{z+} \mathbf{x} + k_z^+ \mathbf{y} - \frac{k_y^+}{A_+} \mathbf{z} \right], \\ \mathbf{H}_{02}^+ &= E_{02}^+ Y_{z-} \left[-\omega \varepsilon_t Z_{z-} \mathbf{x} + k_z^- \mathbf{y} - \frac{k_y^-}{A_-} \mathbf{z} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

式中参数 $Y_{z\pm} = \frac{\varepsilon_t}{-j\kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \left(A_{\pm} - \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} \right)$, $Z_{z\pm} = \frac{1}{Y_{z\pm}} = \frac{\mu_t}{j\kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \left(A_{\pm} - \frac{\mu_z}{\mu_t} \right)$, $k_y^{\pm} = k_{\pm} \cos \theta_{\pm}$, $k_z^{\pm} = k_{\pm} \sin \theta_{\pm}$. 指向 $y=0$ 界面的两个波的电场和磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_c^- &= \mathbf{E}_{01}^- e^{-jk_+[(d-y) \cos \theta_+ + z \sin \theta_+]} \\ &\quad + \mathbf{E}_{02}^- e^{-jk_-[(d-y) \cos \theta_- + z \sin \theta_-]}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_c^- = & \mathbf{H}_{01}^- e^{-jk_+[(d-y)\cos\theta_+ + z\sin\theta_+]} \\ & + \mathbf{H}_{02}^- e^{-jk_-[(d-y)\cos\theta_- + z\sin\theta_-]}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{01}^- = & E_{01}^- \left(\omega\mu_t Y_{z+} \mathbf{x} + k_z^+ \mathbf{y} + \frac{k_y^+}{A_+} \mathbf{z} \right), \\ \mathbf{E}_{02}^- = & E_{02}^- \left(\omega\mu_t Y_{z-} \mathbf{x} + k_z^- \mathbf{y} + \frac{k_y^-}{A_-} \mathbf{z} \right), \\ \mathbf{H}_{01}^- = & E_{01}^- Y_{z+} \left[-\omega\varepsilon_t Z_{z+} \mathbf{x} + k_z^+ \mathbf{y} + \frac{k_y^+}{A_+} \mathbf{z} \right], \\ \mathbf{H}_{02}^- = & E_{02}^- Y_{z-} \left[-\omega\varepsilon_t Z_{z-} \mathbf{x} + k_z^- \mathbf{y} + \frac{k_y^-}{A_-} \mathbf{z} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

在平板外 $y > d$ 的区域, 透射电场和磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t = & \mathbf{E}_{0t} e^{-jk_t[(y-d)\cos\theta_t + z\sin\theta_t]}, \\ \mathbf{H}_t = & \mathbf{H}_{0t} e^{-jk_t[(y-d)\cos\theta_t + z\sin\theta_t]}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$\mathbf{E}_{0t} = E_{t\perp} \mathbf{x} + E_{t\parallel} (\mathbf{y} \sin\theta_t - \mathbf{z} \cos\theta_t),$$

$$\mathbf{H}_{0t} = \eta_0^{-1} [-E_{t\parallel} \mathbf{x} + E_{t\perp} (\mathbf{y} \sin\theta_t - \mathbf{z} \cos\theta_t)]. \quad (13)$$

根据 $y = 0$ 和 $y = d$ 界面处电磁场的切向分量必须连续的边界条件, 可以得到 $k_{\pm} \sin\theta_{\pm} = k_0 \sin\theta_i$, 结合 (7) 式, 可求出折射角 θ_{\pm} 和本征波的波数 k_{\pm} [22]. 八个未知量 $E_{r\perp}, E_{r\parallel}, E_{01}^+, E_{02}^+, E_{01}^-, E_{02}^-, E_{t\perp}$ 和 $E_{t\parallel}$ 与入射电场的两个分量 $E_{i\perp}$ (TE 波) 和 $E_{i\parallel}$ (TM 波) 之间的关系由下列矩阵确定

$$\begin{bmatrix} E_{r\perp} \\ E_{r\parallel} \\ E_{01}^+ \\ E_{02}^+ \\ E_{01}^- \\ E_{02}^- \\ E_{t\perp} \\ E_{t\parallel} \end{bmatrix} = \mathbf{Q}^{-1} \begin{bmatrix} E_{i\perp} \\ E_{i\parallel} \\ E_{i\parallel} \\ E_{i\perp} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

其中

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & \omega\mu_t Y_{z+} & \omega\mu_t Y_{z-} & \omega\mu_t Y_{z+} e^{-jk_y^+ d} & \omega\mu_t Y_{z-} e^{-jk_y^- d} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \frac{k_y^+}{A_+ \cos\theta_1} & \frac{k_y^-}{A_- \cos\theta_1} & \frac{-k_y^+}{A_+ \cos\theta_1} e^{-jk_y^+ d} & \frac{-k_y^-}{A_- \cos\theta_1} e^{-jk_y^- d} & 0 & 0 \\ 0 & -1 & \eta_0 \omega\varepsilon_t & \eta_0 \omega\varepsilon_t & \eta_0 \omega\varepsilon_t e^{-jk_y^+ d} & \eta_0 \omega\varepsilon_t e^{-jk_y^- d} & 0 & 0 \\ 1 & 0 & \frac{\eta_0 k_y^+ Y_{z+}}{A_+ \cos\theta_1} & \frac{\eta_0 k_y^- Y_{z-}}{A_- \cos\theta_1} & \frac{-\eta_0 k_y^+ Y_{z+}}{A_+ \cos\theta_1} e^{-jk_y^+ d} & \frac{-\eta_0 k_y^- Y_{z-}}{A_- \cos\theta_1} e^{-jk_y^- d} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega\mu_t Y_{z+} e^{-jk_y^+ d} & \omega\mu_t Y_{z-} e^{-jk_y^- d} & \omega\mu_t Y_{z+} & \omega\mu_t Y_{z-} & -1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{k_y^+}{A_+ \cos\theta_1} e^{-jk_y^+ d} & \frac{k_y^-}{A_- \cos\theta_1} e^{-jk_y^- d} & \frac{-k_y^+}{A_+ \cos\theta_1} & \frac{-k_y^-}{A_- \cos\theta_1} & 0 & -1 \\ 0 & 0 & \eta_0 \omega\varepsilon_t e^{-jk_y^+ d} & \eta_0 \omega\varepsilon_t e^{-jk_y^- d} & \eta_0 \omega\varepsilon_t & \eta_0 \omega\varepsilon_t & 0 & -1 \\ 0 & 0 & \frac{\eta_0 k_y^+ Y_{z+}}{A_+ \cos\theta_1} e^{-jk_y^+ d} & \frac{\eta_0 k_y^- Y_{z-}}{A_- \cos\theta_1} e^{-jk_y^- d} & \frac{-\eta_0 k_y^+ Y_{z+}}{A_+ \cos\theta_1} & \frac{-\eta_0 k_y^- Y_{z-}}{A_- \cos\theta_1} & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

由上述方程, 可用数值计算求得形如下列式子的单轴各向异性手征平板的反射和透射系数矩阵

$$\begin{pmatrix} E_{r\perp} \\ E_{r\parallel} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{i\perp} \\ E_{i\parallel} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$\begin{pmatrix} E_{t\perp} \\ E_{t\parallel} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{i\perp} \\ E_{i\parallel} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

TE 波和 TM 波入射时归一化的反射功率和透射功率可以分别通过以下公式得到

$$\begin{aligned} P_r = & |R_{11}|^2 + |R_{21}|^2, \\ P_t = & |T_{11}|^2 + |T_{21}|^2 \quad (\text{TE}), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} P_r = & |R_{12}|^2 + |R_{22}|^2, \\ P_t = & |T_{12}|^2 + |T_{22}|^2 \quad (\text{TM}). \end{aligned} \quad (19)$$

3 数值结果与讨论

假定 $\mu_t = \mu_z = \mu_0$, $f = \omega/2\pi = 5 \text{ GHz}$, $d = 1 \text{ cm}$. 我们按 ϵ_t, ϵ_z 的正负, 分 4 种情况讨论平面波在单轴各向异性手征介质平板的反射和透射特性, 分析不同介电常数和手征参数对反射和透射功率的影响.

3.1 $\epsilon_t > 0$ 和 $\epsilon_z > 0$

因为光轴平行于界面时, 对于 $\mu_t \epsilon_t > \mu_0 \epsilon_0$ 和 $\mu_t \epsilon_t < \mu_0 \epsilon_0$ 两种情形, 单轴各向异性手征介质中的折射角存在着很大差别 [22], 因此我们对这两种情况分别进行讨论. 图 2(a), (b) 分别给出了当 $\epsilon_t = 2\epsilon_0$, $\epsilon_z = 3\epsilon_0$ 时, 不同手征参数下 TE (垂直极化) 波和 TM (平行极化) 波入射时的归一化反射与透射功率曲线. 从计算结果和图中可以发现, 对于任意入射角, 反射与透射功率之和 $P_r + P_t = 1$. 从图中我们看到, 非手征 (计算中取 $\kappa = 10^{-8}$) 和较小手征参数 ($\kappa = 0.1$) 的曲线几乎重合, 只对 TM 波存在布儒斯特角 $\theta_{B\parallel}$, 即以此角度入射时反射功率为 0, 透射功率为 1, 出现全透射. 当手征参数增大时 ($\kappa = 0.5$), 反射功率存在最小值, 但不为零, 一般把这个对应的角度称为伪布儒斯特角 [27]. 当手征参数进一步增大时 ($\kappa = 2$), 伪布儒斯特角也相应增大. 伪布儒斯特角与手征参数的变化关系曲线如图 3 所示. $\theta_{B\parallel}$ 随 κ 增大而从 63.4° 单调地增大, 而且计算发现反射功率最小值的数值也单调增大.

图 2(c) 给出了当 $\epsilon_t = 0.5\epsilon_0$, $\epsilon_z = 3\epsilon_0$ 时的归一化反射功率曲线 (因为反射功率和透射功率之和总是等于 1, 透射功率曲线不再给出), 当手征参数不是很大时 ($\kappa = 10^{-8}, 0.1, 0.5$), 曲线几乎重合, TE 波和 TM 波入射时都没有伪布儒斯特角, 当手征参数很大时 ($\kappa = 2$), TE 波入射时出现了伪布儒斯特角, 该角度也随手征参数的增大而增大, 而 TM 波入射时则对任意手征参数都没有伪布儒斯特角出现.

值得指出, 在手征参数较大时只出现伪布儒斯特角的原因是: 在单轴各向异性手征介质中的本征波不是线极化的, 即在手征介质平板中垂直极化 (TE) 和平行极化 (TM) 分量是耦合在一起的, 当入射波是 TE(TM) 波时, 即使同一极化分量的反射波功率为 0, 但在反射和透射波中还会出现另一种极化波 TM(TE) 分量, 结果导致反射功率不为 0. 当手征参数较小时, 虽然也有这种极化波的转换, 但不明显, 在功率图上反映不出来.

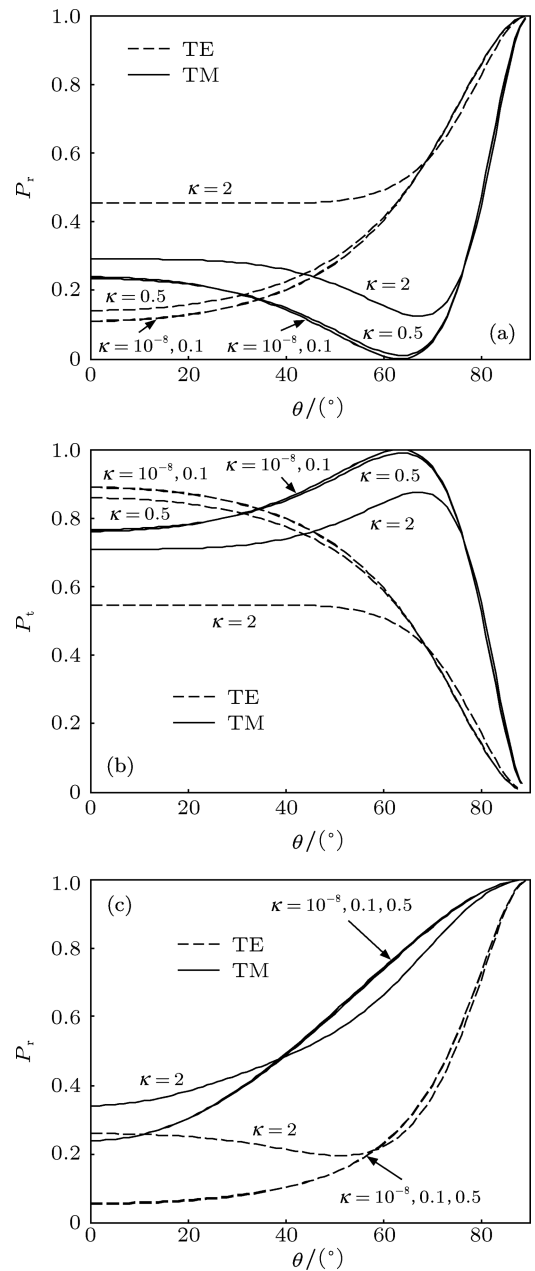


图 2 不同介电常数与手征参数下的归一化反射和透射功率 (a) $\epsilon_t = 2\epsilon_0, \epsilon_z = 3\epsilon_0$, 反射功率曲线; (b) $\epsilon_t = 2\epsilon_0, \epsilon_z = 3\epsilon_0$, 透射功率曲线; (c) $\epsilon_t = 0.5\epsilon_0, \epsilon_z = 3\epsilon_0$, 反射功率曲线

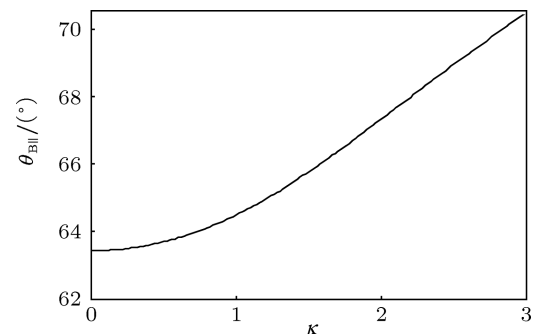


图 3 伪布儒斯特角随手征参数的变化关系曲线 $\epsilon_t = 2\epsilon_0, \epsilon_z = 3\epsilon_0$

3.2 $\epsilon_t < 0$ 和 $\epsilon_z > 0$

图 4 给出了当 $\epsilon_t = -\epsilon_0, \epsilon_z = 2\epsilon_0$ 时不同手征参数下的归一化反射功率曲线. 同样的, TM 波入射时存在伪布儒斯特角 $\theta_{B||}$, 伪布儒斯特角与手征参数的变化关系曲线如图 5 所示, $\theta_{B||}$ 随 κ 增大而从 35° 单调地减小. TE 波入射时在任何手征参数下都无布儒斯特角存在.

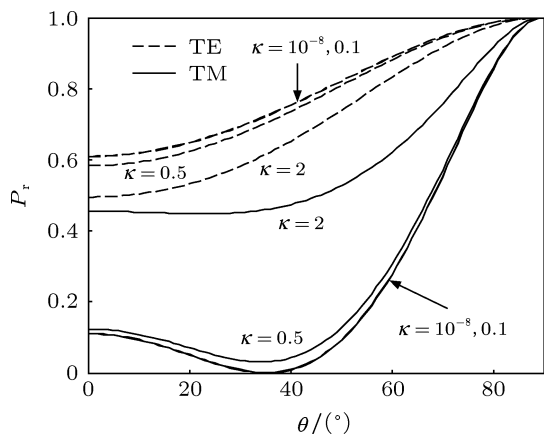


图 4 不同手征参数下的归一化反射功率曲线 $\epsilon_t = -\epsilon_0, \epsilon_z = 2\epsilon_0$

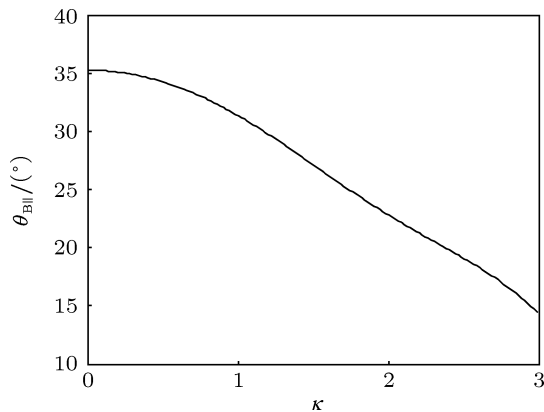


图 5 伪布儒斯特角随手征参数的变化关系曲线 $\epsilon_t = -\epsilon_0, \epsilon_z = 2\epsilon_0$

3.3 $\epsilon_t > 0$ 和 $\epsilon_z < 0$

该情况下, 我们仍分 $\mu_t \epsilon_t > \mu_0 \epsilon_0$ 与 $\mu_t \epsilon_t < \mu_0 \epsilon_0$ 两种情况进行讨论. 图 6(a), (b) 分别给出了当 $\epsilon_t = 2\epsilon_0, \epsilon_z = -\epsilon_0$ 和 $\epsilon_t = 0.5\epsilon_0, \epsilon_z = -\epsilon_0$ 时的 TE 波和 TM 波入射时的归一化反射功率曲线. 我们看到, 对于 $\epsilon_t = 2\epsilon_0, \epsilon_z = -\epsilon_0$ 情形, 任意手征参数下对于 TM 入射波都存在反射功率极小值, 但此极小值仍比 TE 入射波的反射功率要大 (伪布儒斯特角入射时). 对于 $\epsilon_t = 0.5\epsilon_0, \epsilon_z = -\epsilon_0$ 情形, 反射功率与

$\epsilon_t = 2\epsilon_0, \epsilon_z = 3\epsilon_0$ 时的情形相类似, 伪布儒斯特角与手征参数的变化关系曲线如图 7 所示, $\theta_{B||}$ 随 κ 增大而从 54.7° 单调地增大.

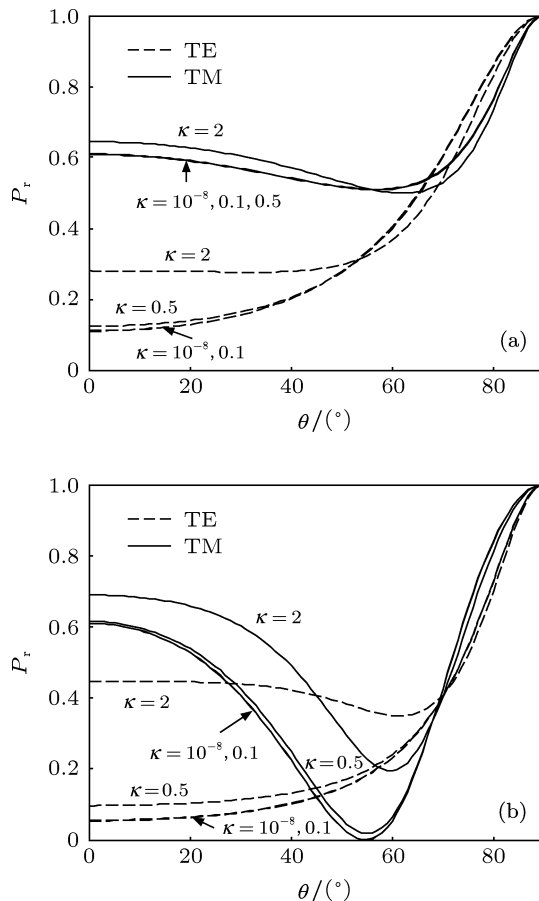


图 6 不同介电常数与手征参数下的归一化反射功率曲线 (a) $\epsilon_t = 2\epsilon_0, \epsilon_z = -\epsilon_0$; (b) $\epsilon_t = 0.5\epsilon_0, \epsilon_z = -\epsilon_0$

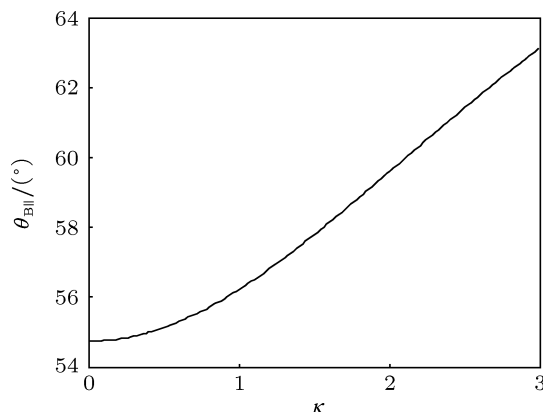


图 7 伪布儒斯特角随手征参数的变化关系曲线 $\epsilon_t = 0.5\epsilon_0, \epsilon_z = -\epsilon_0$

3.4 $\epsilon_t < 0$ 和 $\epsilon_z < 0$

图 8 给出了当 $\epsilon_t = -2\epsilon_0, \epsilon_z = -3\epsilon_0$ 时不同手征参数下的归一化反射功率曲线. 从图中可以看到

TE, TM 波的反射功率都很大, 手征参数对 TE 波的影响比对 TM 波的大, 均无伪布儒斯特角出现。

最后应该指出, 虽然我们是按平板厚度为 1 cm 计算的, 但经过大量计算发现, 伪布儒斯特角的大小与单轴各向异性手征平板的厚度关系不大。

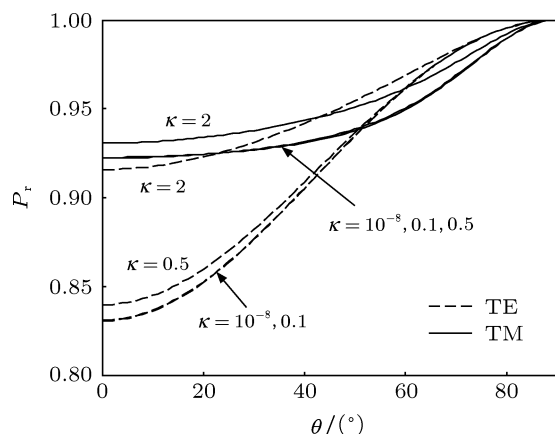


图 8 不同手征参数下的归一化反射功率曲线 $\epsilon_t = -2\epsilon_0$, $\epsilon_z = -3\epsilon_0$

4 结论

本文研究了光轴平行于界面的单轴各向异性手征介质平板对平面电磁波的反射和透射特性, 详细推导了反射和透射系数 (功率) 公式, 按介电常数分 4 种情形给出了归一化反射和透射功率曲线, 讨论了手征参数对反射和透射特性的影响, 特别是给出了伪布儒斯特角与手征参数的变化关系曲线. 结果表明, 对 $\epsilon_t > 0$, $\epsilon_z > 0$ 情形, 当 $\mu_t \epsilon_t > \mu_0 \epsilon_0$ 时, 手征参数稍大时, 只对 TM 波存在伪布儒斯特角, 伪布儒斯特角随手征参数的增大而单调增大, 当 $\mu_t \epsilon_t < \mu_0 \epsilon_0$ 时, 手征参数很大时对 TE 波存在伪布儒斯特角; 对 $\epsilon_t < 0$, $\epsilon_z > 0$ 情形, 对 TM 波的伪布儒斯特角随手征参数的增大而单调减小; 对 $\epsilon_t > 0$, $\epsilon_z < 0$ 情形, 当 $\mu_t \epsilon_t < \mu_0 \epsilon_0$ 时, 对 TM 波的伪布儒斯特角随手征参数的增大而单调增大; 对 $\epsilon_t < 0$, $\epsilon_z < 0$ 情形, 没有伪布儒斯特角出现. 这些特性与光轴垂直于界面的情形有显著不同。

- [1] Tretyakov S, Nefedov I, Sihvola A, Maslovski S, Simovski C 2003 *J. Electromagn. Waves Appl.* **17** 695
- [2] Tretyakov S, Sihvola A, Jylha L 2005 *Photon. Nanostruct. Fundam. Appl.* **3** 107
- [3] Pendry J B 2004 *Science* **306** 1353
- [4] Jin Y, He S L 2005 *Opt. Express* **13** 4974
- [5] Monzon C, Forester D W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 123904
- [6] Plum E, Zhou J, Dong J, Fedotov V A, Koschny T, Soukoulis C M, Zheludev N I 2009 *Phys. Rev. B* **79** 035407
- [7] Zhang S, Park Y, Li J, Lu X, Zhang W, Zhang X, 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 023901
- [8] Zhou J, Dong J, Wang B, Koschny T, Kafesaki M, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. B* **79** 121104 (R)
- [9] Wiltshire M C K, Pendry J B, Hajnal J V 2009 *J. Phys.: Condens. Matter* **21** 292201
- [10] Dong J, Zhou J, Koschny T, Soukoulis C M 2009 *Opt. Express* **17** 14172
- [11] Li J, Yang F Q, Dong J F 2011 *Prog. Electromagn. Res.* **116** 395
- [12] Zhao S C, Liu Z D, Zheng J, Li G 2011 *Chin. Phys. B* **20** 067802
- [13] Bayatpur F, Amirkhizi A V, Nemat-Nasser S 2012 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **60** 1126
- [14] Jin Y, He J, He S 2006 *Phys. Lett. A* **351** 354
- [15] Dong J F 2009 *Prog. Electromagn. Res.* **95** 153
- [16] Dong J F, Li J 2012 *Prog. Electromagn. Res.* **124** 331
- [17] Ye Y, He S 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 203501
- [18] Zarifi D, Oraizi H, Soleimani M 2012 *Prog. Electromagn. Res.* **123** 337
- [19] Lindell I V, Sihvola A H, Tretyakov S A, Viitanen A J 1994 *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media* (Boston, MA: Artech House Publishers) p275
- [20] Cheng Q, Cui T J 2006 *Phys. Rev. B* **73** 113104
- [21] Cheng Q, Cui T J 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 3203
- [22] Li J, Dong J F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 114101 (in Chinese) [李杰, 董建峰 2012 物理学报 **61** 114101]
- [23] Bassiri S, Papas C H, Engheta N 1988 *J. Opt. Soc. Am. A* **5** 1450
- [24] Cory H, Rosenhouse I 1992 *J. Mod. Opt.* **39** 1321
- [25] Li Z J, Xiong Y S, Liu Z L, Yao K L 1997 *Chin. Phys.* **6** 731
- [26] Li Z J, Xiong Y S, Liu Z L, Yao K L 1998 *Chin. Phys.* **7** 432
- [27] Huang Y Y, Dong W T, Gao L, Qiu C W 2011 *Opt. Express* **19** 1310
- [28] Semchenko I V, Khakhomov S A, Tretyakov S A, Sihvola A H, Fedosenko E A 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 2458
- [29] Uckun S 1998 *Microwave Opt. Tech. Lett.* **18** 171
- [30] Dong J F, Li J 2012 *Prog. Electromagn. Res.* **127** 389

Reflection and transmission characteristics of electromagnetic waves by the uniaxially anisotropic chiral slab*

Dong Jian-Feng[†] Li Jie

(*Institute of Optical Fiber Communication and Network Technology, Ningbo University, Ningbo 315211, China*)

(Received 3 September 2012; revised manuscript received 10 October 2012)

Abstract

The reflection and transmission characteristics of electromagnetic waves by the uniaxially anisotropic chiral slab with the optical axis parallel to the interface are investigated. Formulas of the reflection and transmission coefficients (power) are derived. The curves of powers of the reflected and transmitted electromagnetic waves are presented for four cases of dielectric constants according to their signs. The effects of chirality parameter on the reflection and transmission are discussed. Especially, the dependences of pseudo-Brewster angles on the chirality parameter are plotted.

Keywords: uniaxially anisotropic chiral slab, chirality parameter, pseudo-Brewster angle, reflection and transmission

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Bs, 78.20.Ci

DOI: 10.7498/aps.62.064102

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61078060), the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. Y1091139), the Innovative Research Team Program of Ningbo, China (Grant No. 2009B21007), and the K.C. Wong Magna Fund in Ningbo University, China.

[†] Corresponding author. E-mail: dongjianfeng@nbu.edu.cn