

# 拉盖尔-高斯光束在含拓扑绝缘体周期薄膜中的 传输特性

王明军, 林妞妞\*

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

**摘要** 基于平面角谱扩展法和  $4 \times 4$  矩阵传输理论, 研究了拉盖尔-高斯光束 (LGB) 在含拓扑绝缘体 (TI) 周期性层状薄膜中的反射和透射特性, 对线偏振的 LGB 入射到周期性层状薄膜中的反射场和透射场的强度分布进行了分析和详细讨论。研究表明, TI 的拓扑磁电极化率 (TMPE) 和薄膜的周期个数对强度分布有很大影响, 通过改变 TMPE 或周期个数可以操纵涡旋光的光场。所提方法不仅可以推广到其他含 TI 的多层介质体系, 而且对进一步研究 TI 光子晶体中的光子能带结构和带隙具有一定的意义。

**关键词** 物理光学; 拉盖尔-高斯光束; 拓扑绝缘体; 拓扑磁电极化率; 反射和透射

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0105003

## Propagation Characteristics of Laguerre-Gaussian Beams in Periodic Films with Topological Insulators

Wang Mingjun, Lin Niuniu\*

School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi, 710048, China

**Abstract** This study presents the reflection and transmission characteristics of Laguerre Gaussian beam (LGB) from the periodic layered film with topological insulator (TI) based on angular spectrum expansion and  $4 \times 4$  matrix transfer theory. For the incidence of linearly polarized LGB on the periodic layered film, the intensity distributions of the reflected and transmitted fields are evaluated and discussed. It is shown that the intensity distributions are greatly influenced by the topological magneto-electric polarizability (TMPE) of TI and the periods of the TI periodic layered film. This investigation provides a new method to manipulate the light field of vortex beams by changing the TMPE value or the periods of TI films. The methods presented herein can be extended to different TI-layers and provide reference for the research on photonic band structures and band gaps in TI photonic crystals in further research.

**Key words** physical optics; Laguerre-Gaussian beams; topological insulators; topological magneto-electric polarizability; reflection and transmission

**OCIS codes** 260.2110; 240.0310; 350.5500; 190.4720

## 1 引 言

自 1992 年 Allen 等<sup>[1]</sup>证明了拉盖尔-高斯光束 (LGB) 携带轨道角动量 (OAM) 以来, 国内外就掀起了研究涡旋光的产生方法<sup>[2]</sup>、传输和散射特性<sup>[3-4]</sup> 及应用 (量子信息<sup>[5]</sup>、无线光通信<sup>[6]</sup>、雷达目标检测<sup>[7]</sup>、粒子操纵<sup>[8]</sup> 等领域) 的热潮。

拓扑绝缘体 (TI)<sup>[9-12]</sup> 是一种具有特殊能带结构的新量子物态。它的体态表现为有一定带隙的绝缘体能带结构, 且表面存在无能隙的边缘态, 受时间反演对称性的保护, 能够抵抗无序效应和局域扰动, 实现无损传播能量和信息。其良好的光学透射率、非线性光学特性和导电性使其在电子设备和光学设备的设计和生方面具有很好的应用前景, 如

收稿日期: 2019-07-22; 修回日期: 2019-09-20; 录用日期: 2019-10-09

基金项目: 国家自然科学基金 (61771385)、国防重点实验室基金项目 (6142404180301)、陕西省自然科学基金 (2018JQ6094)、陕西省重点产业创新项目 (2017ZDCXL-GY-06-01)

\* E-mail: niuniulinxaut@163.com

低功耗纳米电器件<sup>[13]</sup>、高性能光电探测器<sup>[14]</sup>和拓扑晶体管<sup>[15]</sup>等。

近年来,拓扑绝缘体因其光学特性受到了广泛关注。Chang等<sup>[16]</sup>研究了双层TI材料界面的菲涅耳反射公式、克尔效应、法拉第效应、布儒斯特角以及Goos-Hänchen位移,提出了一种测量轴子角的光学方法;Zuo等<sup>[17]</sup>推导了TI材料和左手材料界面的菲涅耳反射和透射公式、法拉第和克尔旋转角公式,计算了手性材料与TI薄膜的反射和透射系数;Liu等<sup>[18]</sup>研究了普通介质与TI界面的Goos-Hänchen位移和Imbert-Fedorov位移,并对普通介质-TI材料界面反射电磁波的极化性质的转换进行了研究;Lakhtakia等<sup>[19]</sup>讨论了拓扑绝缘体表面态的经典电磁模型;Granada等<sup>[20]</sup>在轴子电动力学的框架下,利用 $4 \times 4$ 传输矩阵方法得到了传统电介质和拓扑绝缘体界面传输矩阵的分量的解析表达式,推广了传统电动力学中得到的描述透射率和透射率极化模式的关系式;唐龙等<sup>[21]</sup>对拓扑绝缘体-手性介质界面的Goos-Hänchen位移和Imbert-Fedorov位移进行了详细分析。

目前,国内外学者对涡旋光在各种介质的传输研究很多<sup>[22-24]</sup>,结合拓扑材料进行研究的甚少,本文建立物理模型并从Maxwell方程组和拓扑绝缘体的物质方程出发,推导出体系的传输矩阵表达式,并

给出反射矩阵和透射矩阵的计算公式;基于MATLAB仿真的数值计算结果,分析了反射场和透射场中的光强分布随拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率(TMEP)以及薄膜的周期个数的变化情况及传输特性变化的原因。这不仅能够拓展基于光子角动量的量子通信领域,而且研究结果可以为拓扑材料光学特性的深入研究提供新的思路。

## 2 模型建立和理论推导

在空间直角坐标系 $o-xyz$ 中,一束 $x$ 轴方向线偏振的拉盖尔-高斯光束沿 $z$ 轴入射到界面上, $z=0$ 处复电场强度可表示为<sup>[1]</sup>

$$E(r, \varphi, z=0) = E_0 \left[ \frac{\sqrt{2}r}{\omega_0} \right]^{|l|} \exp\left[ \frac{-r^2}{\omega_0^2} \right] L_{\rho}^{|l|} \left( \frac{2r^2}{\omega_0^2} \right) \exp(il\varphi), \quad (1)$$

式中: $E_0 = \sqrt{2\rho! / \pi(\rho + |l|)!} / \omega_0$ ,  $\rho$ 为径向指数,  $l$ 为拓扑荷数;  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ;  $\theta = \arctan(y/x)$ ;  $\omega_0$ 为束腰半径;  $L_{\rho}^{|l|}$ 为拉盖尔多项式;  $\varphi$ 为相位; 时间因子 $\exp(-i\omega t)$ 忽略。

运用角谱法将空气中的拉盖尔高斯光束的电场沿入射界面分解为垂直分量和平行分量,分别为S波(用 $E_s$ 表示)和P波(用 $E_p$ 表示),其表达式为<sup>[25]</sup>

$$E_s = E_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_x(p, q) \exp[ik(px + qy + mz)] dp dq = \frac{ik\omega_0^2 \cdot z \cdot E_0}{x^2 + y^2 + z^2} \left( k\omega_0 \cdot \frac{y - ix}{2\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right)^l \cdot \exp\left( -\frac{\omega_0^2 k^2}{4} \frac{x^2 + y^2}{x^2 + y^2 + z^2} \right) \exp(ik\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}), \quad (2)$$

$$E_y = 0, \quad (3)$$

$$E_p = E_z = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{p}{m} A_x(p, q) + \frac{q}{m} A_y(p, q) \right] \exp[ik(px + qy + mz)] dp dq = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p}{m} A_x(p, q) \exp[ik(px + qy + mz)] dp dq = \frac{ik\omega_0^2 \cdot x \cdot E_0}{x^2 + y^2 + z^2} \left( k\omega_0 \cdot \frac{y - ix}{2\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right)^l \cdot \exp\left( -\frac{\omega_0^2 k^2}{4} \frac{x^2 + y^2}{x^2 + y^2 + z^2} \right) \exp(ik\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}), \quad (4)$$

式中: $k$ 为波数;  $E_x$ 、 $E_y$ 、 $E_z$ 分别为 $x$ 、 $y$ 、 $z$ 方向的电场分量;  $p = \cos \alpha$ ,  $q = \cos \beta$ ,  $m = \cos \gamma$ ,  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ 分别是 $x$ 、 $y$ 、 $z$ 方向的方向角;  $A_x$ 和 $A_y$ 为角谱展开系数。

假设拓扑绝缘体和普通介质均为各向同性介质,它们的本构关系分别为<sup>[16]</sup>

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_1 \mathbf{E} - \alpha \left( \frac{\Theta}{\pi} \right) \mathbf{B} \\ \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mu_1} + \alpha \left( \frac{\Theta}{\pi} \right) \mathbf{E} \end{cases}, \quad (5)$$

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_2 \mathbf{E} \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mu_2 \mathbf{H} \end{cases}, \quad (6)$$

式中: $\epsilon_0$ 、 $\mu_0$ 分别为真空中的介电常数和磁导率;  $\epsilon_1$ 、 $\mu_1$ 和 $\epsilon_2$ 、 $\mu_2$ 分别为拓扑绝缘体和普通介质的相对

介电常数和磁导率;  $\Theta$  为拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率,即高能物理中的轴子角;  $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$  是精细结构常数;  $e$  为电荷数;  $\hbar$  为普朗克常量;  $c$  为真空中的光速。建立的物理模型如图 1 所示,任意线偏振的 LGB 入射到周期性多层膜的界面上,其中  $E_{\text{inc}}$ ,  $E_{\text{ref}}$  和  $E_{\text{tra}}$  分别是光束在整个周期薄膜上的入射、反射和透射电场;  $\theta_{\text{inc}}$ ,  $\theta_{\text{ref}}$  和  $\theta_{\text{tra}}$  分别是光束在整个周期薄膜传输时的入射角、反射角和透射角;  $\mathbf{P}_0$ ,  $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \dots, \mathbf{P}_t$  代表相邻交界面的传输矩阵;  $\epsilon_i, \mu_i$  和  $\Theta_i$  分别表示每一层介质的相对介电常数、磁导率和拓扑磁电极化率,其中  $i=1, 2, 3, \dots, n+1$ 。对于普通介质,有  $\Theta=0$ 。

Maxwell 方程组中库仑定律和安培定律改变了,其他两个无源方程没有改变, Maxwell 方程组和边界条件改为<sup>[17]</sup>

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = (\partial \mathbf{D} / \partial t) \\ \nabla \times \mathbf{E} = -(\partial \mathbf{B} / \partial t) \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

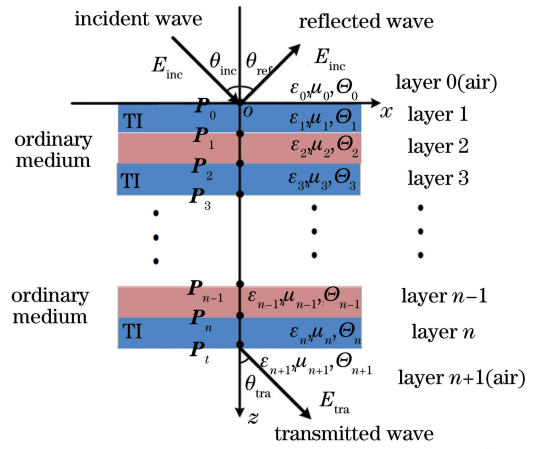


图 1 LGB 在含拓扑绝缘体的周期薄膜内的传输模型  
Fig. 1 Transmission model of LGB propagating in periodic thin film with topological insulators

斯内尔定律只与相速度有关,非零轴子角的出现并不改变斯内尔定律<sup>[16]</sup>,边界上要求电位移  $\mathbf{D}$  和磁感应强度  $\mathbf{B}$  法线分量连续,电场强度  $\mathbf{E}$  和磁场强度  $\mathbf{H}$  切线方向连续,相邻两层界面之间的电场关系<sup>[20]</sup>为

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{k_{z_i}}{\mu_i} & \bar{\alpha}_i \sqrt{\frac{n_i}{n_0}} c k_{z_i} & \frac{k_{z_i}}{\mu_i} & -\bar{\alpha}_i \sqrt{\frac{n_i}{n_0}} c k_{z_i} \\ \bar{\alpha}_i & \mu_i c \sqrt{\frac{n_i}{n_0}} & \bar{\alpha}_i & \mu_i c \sqrt{\frac{n_i}{n_0}} \\ 0 & k_{z_i} c \sqrt{\frac{1}{n_i}} & 0 & -k_{z_i} c \sqrt{\frac{1}{n_i}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i-s}^+ \\ E_{i-p}^+ \\ E_{i-s}^- \\ E_{i-p}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{k_{z_{i+1}}}{\mu_{i+1}} & \bar{\alpha}_{i+1} \sqrt{\frac{1}{n_0 n_{i+1}}} c k_{z_{i+1}} & \frac{k_{z_{i+1}}}{\mu_{i+1}} & -\bar{\alpha}_{i+1} \sqrt{\frac{1}{n_0 n_{i+1}}} c k_{z_{i+1}} \\ \bar{\alpha}_{i+1} & \mu_{i+1} c \sqrt{\frac{n_{i+1}}{n_0}} & \bar{\alpha}_{i+1} & \mu_{i+1} c \sqrt{\frac{n_{i+1}}{n_0}} \\ 0 & k_{z_{i+1}} c \sqrt{\frac{1}{n_{i+1}}} & 0 & -k_{z_{i+1}} c \sqrt{\frac{1}{n_{i+1}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i+1-s}^+ \\ E_{i+1-p}^+ \\ E_{i+1-s}^- \\ E_{i+1-p}^- \end{pmatrix}, \quad (8)$$

式中:  $\bar{\alpha}_i = \frac{\alpha \Theta_i}{\pi}$ ,  $n_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$ ,  $n_i = \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}}$ ,  $k_{z_i} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_i \mu_i} \sin \theta_i$ , 其中  $k_{z_i}$  为第  $i$  层  $z$  方向的波矢量分量;  $\theta_i$  为第  $i$  层光线入射角; “+”表示上行传播方向,“−”表示下行传播方向,  $E_{i-s}^+$  和  $E_{i-p}^+$  分别为第  $i$  层上行电磁波的 S 波和 P 波分量,  $E_{i-s}^-$  和  $E_{i-p}^-$  分别为第  $i$  层下行电磁波的 S 波和 P 波分量。

在拓扑绝缘体和普通介质的本构关系和边界条件的基础上,利用传输矩阵法<sup>[26-27]</sup>处理周期薄膜结构体系,传输矩阵是连接各层传输点的电磁场关系,并根据体系的边界条件的连续性一层层计算下去,从而得到整个体系的反射场和透射场传输表达式。在图 1 中,假设 LGB 沿  $z$  轴传输,标号  $0, 1, 2, 3, \dots$  表示层数,假设第  $i$  层与第  $i+1$  层间的传输矩阵为  $\mathbf{P}_i$ ,则一个含拓扑绝缘体的周期薄膜的传输表达式可以表示为<sup>[17,20]</sup>

$$\begin{pmatrix} E_{i-s}^+ \\ E_{i-p}^+ \\ E_{i-s}^- \\ E_{i-p}^- \end{pmatrix} = \mathbf{P}_i \begin{pmatrix} E_{i+1-s}^+ \\ E_{i+1-p}^+ \\ E_{i+1-s}^- \\ E_{i+1-p}^- \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中  $\mathbf{P}_i = \frac{1}{2} \times$

$$\begin{pmatrix} 1 + \frac{\mu_{i+1} k_{zi}}{\mu_i k_{z(i+1)}} & \frac{\sqrt{n_i} \mu_{i+1}^2 c k_{z-i} \alpha(\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{\mu_i k_{z-i+1} \pi} & 1 - \frac{\mu_{i+1} k_{z-i}}{\mu_i k_{z-i+1}} & -\frac{\sqrt{n_i} \mu_{i+1}^2 c k_{z-i} \alpha(\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{\mu_i k_{z-i+1} \pi} \\ \frac{\sqrt{n_0} \alpha(\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{n_{i+1} \mu_i \pi} & -\frac{\mu_{i+1} c}{\mu_i} \sqrt{\frac{n_i}{n_{i+1}}} \left(1 + \frac{\mu_{i+1} k_{z-i}}{\mu_i k_{z-i+1}}\right) & \frac{\sqrt{n_0} \alpha(\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{n_{i+1} \mu_i \pi} & -\frac{\mu_{(i+1)} c}{\mu_i} \sqrt{\frac{n_i}{n_{(i+1)}}} \left(1 - \frac{\mu_{i+1} k_{z-i}}{\mu_i k_{z-i+1}}\right) \\ 1 - \frac{\mu_{i+1} k_{z-i}}{\mu_i k_{z-i+1}} & -\frac{\sqrt{n_i} \mu_{i+1}^2 c k_{z-i} \alpha(\Theta_{(i+1)} - \Theta_i)}{\mu_i k_{z-i+1} \pi} & 1 + \frac{\mu_{i+1} k_{z-i}}{\mu_i k_{z-i+1}} & \frac{\sqrt{n_i} \mu_{i+1}^2 c k_{z-i} \alpha(\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{\mu_i k_{z-i+1} \pi} \\ \frac{\sqrt{n_0} \alpha(\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{n_{i+1} \mu_i \pi} & -\frac{\mu_{i+1} c}{\mu_i} \sqrt{\frac{n_i}{n_{i+1}}} \left(1 - \frac{\mu_{(i+1)} k_{z-i}}{\mu_i k_{z-i+1}}\right) & \frac{\sqrt{n_0} \alpha(\Theta_{i+1} - \Theta_i)}{n_{i+1} \mu_i \pi} & -\frac{\mu_{i+1} c}{\mu_i} \sqrt{\frac{n_i}{n_{i+1}}} \left(1 + \frac{\mu_{i+1} k_{z-i}}{\mu_i k_{z-i+1}}\right) \end{pmatrix}.$$

假设拓扑绝缘体周期薄膜的透射矩阵为  $\mathbf{Q}$ , 则入射场、反射场和透射场的关系为

$$\begin{pmatrix} E_{0-s}^+ \\ E_{0-p}^+ \\ E_{0-s}^- \\ E_{0-p}^- \end{pmatrix} = \mathbf{P}_0 (\mathbf{P}_1 \mathbf{P}_2 \mathbf{P}_3 \cdots \mathbf{P}_n) \mathbf{P}_i \begin{pmatrix} E_{n+1-s}^+ \\ E_{n+1-p}^+ \\ E_{n+1-s}^- \\ E_{n+1-p}^- \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} E_{\text{incs}} \\ E_{\text{incp}} \\ E_{\text{refss}} \\ E_{\text{refpp}} \end{pmatrix} = \mathbf{Q} \begin{pmatrix} E_{\text{tras}} \\ E_{\text{trap}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

反射矩阵和透射矩阵表示为

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}, \mathbf{T} = \begin{pmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

式中:  $r_{ss}$  和  $r_{pp}$  为直接反射系数;  $r_{sp}$  和  $r_{ps}$  为间接反射系数;  $t_{ss}$  和  $t_{pp}$  为直接透射系数;  $t_{sp}$  和  $t_{ps}$  为间接透射系数。当 TE 偏振波入射时,  $r_{ss} = \frac{Q_{32} Q_{21} - Q_{31} Q_{22}}{Q_{12} Q_{21} - Q_{11} Q_{22}}$ ,  $r_{sp} = \frac{Q_{42} Q_{21} - Q_{41} Q_{22}}{Q_{12} Q_{21} - Q_{11} Q_{22}}$ ,  $t_{ss} = \frac{Q_{22}}{Q_{11} Q_{22} - Q_{12} Q_{21}}$ ,  $t_{sp} = \frac{Q_{21}}{Q_{12} Q_{21} - Q_{11} Q_{22}}$ ; 当 TM 偏振波入射时,  $r_{pp} = \frac{Q_{12} Q_{41} - Q_{11} Q_{42}}{Q_{12} Q_{21} - Q_{11} Q_{22}}$ ,  $r_{ps} = \frac{Q_{12} Q_{31} - Q_{11} Q_{32}}{Q_{12} Q_{21} - Q_{11} Q_{22}}$ ,  $t_{pp} = \frac{Q_{12}}{Q_{12} Q_{21} - Q_{11} Q_{22}}$ ,  $t_{ps} = \frac{Q_{11}}{Q_{11} Q_{22} - Q_{12} Q_{21}}$ 。令拓扑磁电极化率  $\Theta = 0$  则会得到  $r_{sp} = r_{ps} = t_{sp} = t_{ps} = 0$ , 而  $r_{ss}, r_{pp}, t_{ss}, t_{pp}$  均不为零, 介质就退化到普通介质。

### 3 数值计算结果

在本节中, 拉盖尔-高斯光束沿  $z$  轴方向传输, 对斜入射到含拓扑绝缘体的周期体系的反射场和透射场的物理模型和理论分析结果进行了数值模拟。假设入射光束的波长  $\lambda = 632.8$  nm, 光束的束腰半径  $\omega = 0.3$  mm, 拓扑荷数  $l = 3$ , 真空中的电导率

$\epsilon_0 = (36\pi)^{-1} \times 10^{-9}$  F/m, 磁导率  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m, 拓扑绝缘体和左手介质的电导率和磁导率分别设为  $\epsilon_1 = 6\epsilon_0, \mu_1 = \mu_0$  以及  $\epsilon_2 = -3\epsilon_0, \mu_1 = -\mu_0$ , 入射角  $\theta_{\text{inc}} = 60^\circ$ 。

#### 3.1 拓扑绝缘体的拓扑参数 $\Theta$ 对传输特性的影响

为了分析拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率  $\Theta$  对反射场和透射场光强分布的影响, 设周期  $T = 1$  一定,  $\Theta = 0, \Theta = 71\pi, \Theta = 171\pi, \Theta = 271\pi$ , 如图 2 和图 3 所示, S 波的光强轮廓始终保持圆环状 (三维分布始终保持柱形), 中心的光强为 0, P 波的强度轮廓由对称的月牙状变成半圆环或者非对称的月牙状 (三维分布由对称的双峰结构变化到不对称的双峰结构或单峰结构), S 波的强度始终远大于 P 波的强度。由 (4) 式可以看出, 当  $x = 0$  时,  $|E_{i-p}|^2 = 0$ , 随着  $|x|$  的增大,  $|E_{i-p}|^2$  先增大达到峰值后减小, 所以最开始 P 波呈现双峰结构, 当在含拓扑绝缘体的周期介质层传输时, 拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率  $\Theta$  的出现使得双峰结构由对称到不对称变化, 随着轴子角的增大, P 波的强度轮廓的失真比 S 波的失真更为显著。比较图 2 和图 3 可以看出, 反射场和透射场的光强轮廓分布均会受到拓扑磁电极化率的影响, 尤其是平行于传播方向的 P 波更明显。反射场中 S 波光强随轴子

角的增加变化不大,但透射场中 S 波光强衰减严重。反射场的总强度远大于透射场的总强度。这

些现象表明含拓扑绝缘体的薄膜的反射特性很好,透射性能受拓扑磁电极化率的影响较大。

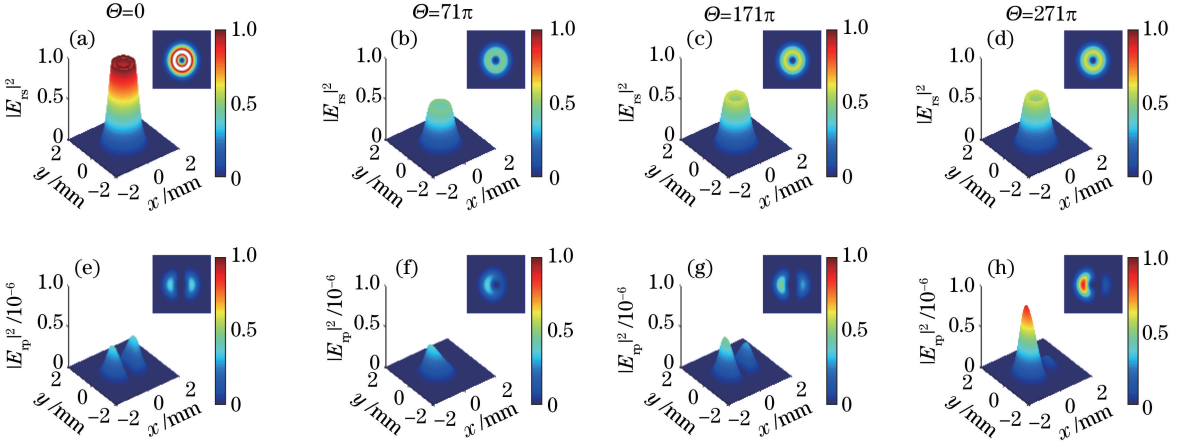


图 2 不同拓扑磁电极化率下,LGB斜入射含 TI 的周期分层薄膜的反射场中(a)~(d) S 波和(e)~(h) P 波的光强分布  
Fig. 2 Intensity distributions of (a)–(d) S-wave and (e)–(h) P-wave in the reflection field of periodic layered film under LGB oblique incidence with different TMEP

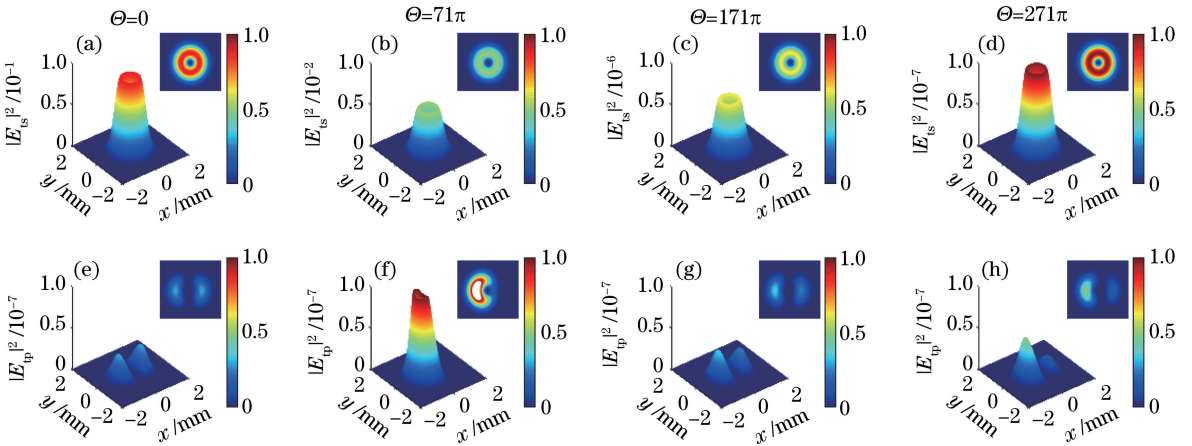


图 3 不同拓扑磁电极化率下,LGB斜入射含 TI 的周期分层薄膜的透射场中(a)~(d) S 波和(e)~(h) P 波的光强分布  
Fig. 3 Intensity distributions of (a)–(d) S-wave and (e)–(h) P-wave in the transmission field of periodic layered film under LGB oblique incidence with different TMEP

### 3.2 含拓扑绝缘体的薄膜的周期对传输特性的影响

在图 4 和图 5 中,设置拓扑磁电极化率  $\Theta = 85\pi$  一定,对比了  $T=0, T=1, T=2, T=3$  时,反射场和透射场的光强分布。随着周期个数的增加,反射场和透射场中出现的 P 波光强轮廓的异常程度均比 S 波的大,S 波的光强轮廓始终保持圆环状,P 波的强度轮廓由对称的月牙状变成半圆环或非对称的月牙状。透射场中 P 波的强度分布随周期变化,对称双峰结构也发生畸变,每当添加一个周期,透射光束强度就会非线性地递减。根据光在介质中的传播理论,这些变化主要是由介质的层数引起的,不同层数的拓扑绝缘体的轴子角对光强的分布有一定的影响,从(10)式可以看出,

整个传输过程是每一层相邻介质的传输矩阵连乘的结果,当  $T \neq 0$  时,不同的拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率就会出现,进而就会影响 P 波的光强分布由对称的双峰结构向不对称的结构变化,随着周期数增加,透射光强呈衰减趋势。

图 2 中,拓扑磁电极化率  $\Theta$  的值为 0 时,拓扑绝缘体退化成普通各向同性介质,拉盖尔-高斯光束的光强分布与文献[25]中得到的自由空间中的光强分布一致。图 4 中,反射场总光强随周期的变化并不大,这与文献[28]中得到的有限周期分层介质的高反射波长 540~790 nm 范围内的反射率不随周期变化的结果吻合。这些都从不同侧面验证了本文传输矩阵理论和计算程序的正确性。

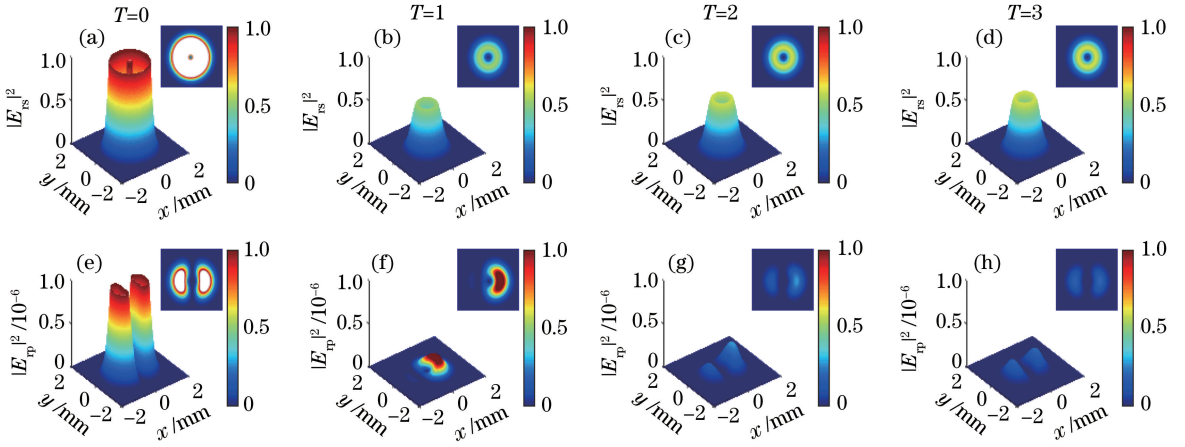


图4 不同周期下,LGB斜入射含 TI 的周期分层薄膜的反射场中(a)~(d) S波和(e)~(h) P波的光强分布  
Fig. 4 Intensity distributions of (a)–(d) S-wave and (e)–(h) P-wave in the reflection field of periodic layered film under LGB oblique incidence with different periods

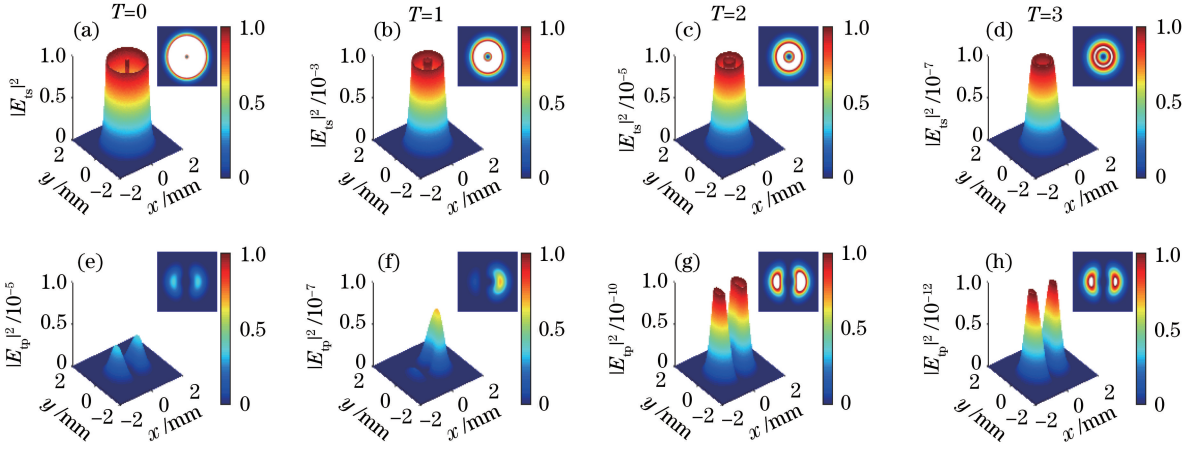


图5 不同周期下,LGB斜入射含 TI 的周期分层薄膜的透射场中(a)~(d) S波和(e)~(h) P波的光强分布  
Fig. 5 Intensity distributions of (a)–(d) S-wave and (e)–(h) P-wave in the transmission field of periodic layered film under LGB oblique incidence with different periods

## 4 结 论

本文对 LGB 以一定角度入射到含拓扑绝缘体材料的周期性多层薄膜的反射场和透射场的强度分布进行了理论推导与数值模拟。分析了反射场和透射场中的光强随轴子角和薄膜周期的变化情况。在反射场和透射场中,随着拓扑磁电极化率的变化,反射场中和透射场中平行传播方向的光强轮廓比垂直方向变化得更显著,对称双峰结构发生畸变;随着周期的变化,反射场总光强变化并不大,这可能与有限周期分层介质的高反射区的反射率保持特性有关;透射场总光强呈非线性衰减,这可能与拓扑绝缘体的非线性光学特性有关。总之,拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率以及体系的周期个数对 LGB 的光强分布有很大的影响。因此,通过改变拓扑绝缘体的拓

扑磁电极化率或体系的周期层可以控制涡旋光的光场分布。本文的理论研究不仅可以拓展到其他多层特殊材料结构的传输问题,而且对轨道角动量在光通信领域的研究具有一定意义,同时也为拓扑材料的光学特性研究提供了新的思路。

## 参 考 文 献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. Physical Review A, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] Guo C S, Liu X, Ren X Y, et al. Optimal annular computer-generated holograms for the generation of optical vortices[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2005, 22(2): 385-390.
- [3] Li H Y, Wu Z S, Shang Q C, et al. Reflection and transmission of Laguerre Gaussian beam from

- uniaxial anisotropic multilayered media [J]. *Chinese Physics B*, 2017, 26(3): 034204.
- [4] Xu Q, Li J G, Wang X, et al. Scattering properties of vectorial far-field Laguerre-Gaussian beam by single spherical particle [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(6): 0605003.  
徐强, 李金刚, 王旭, 等. 拉盖尔高斯光束矢量远场单球粒子的散射特性 [J]. *中国激光*, 2018, 45(6): 0605003.
- [5] Nagali E, Sciarrino F, de Martini F, et al. Quantum information transfer from spin to orbital angular momentum of photons [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(1): 013601.
- [6] Kai C H, Huang P, Shen F, et al. Orbital angular momentum shift keying based optical communication system [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(2): 7902510.
- [7] Lin M T, Liu P G, Gao Y, et al. Super-resolution orbital angular momentum based radar targets detection [J]. *Electronics Letters*, 2016, 52(13): 1168-1170.
- [8] Prentice P A, MacDonald M P, Frank T G, et al. Manipulation and filtration of low index particles with holographic Laguerre-Gaussian optical trap arrays [J]. *Optics Express*, 2004, 12(4): 593-600.
- [9] Fu L, Kane C L, Mele E J. Topological insulators in three dimensions [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(10): 106803.
- [10] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators [J]. *Physical Review B*, 2008, 78(19): 195424.
- [11] Yan B H, Zhang S C. Topological materials [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2012, 75(9): 096501.
- [12] Hasan M Z, Kane C L. Colloquium: topological insulators [J]. *Physics*, 2015, 39(10): 843-846.
- [13] Vandenbergh W G, Fischetti M V. Imperfect two-dimensional topological insulator field-effect transistors [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14184.
- [14] Zhang X, Wang J, Zhang S C. Topological insulators for high-performance terahertz to infrared applications [J]. *Physical Review B*, 2010, 82(24): 245107.
- [15] Fleet L. Topological transistor [J]. *Nature Physics*, 2015, 11(1): 5.
- [16] Chang M C, Yang M F. Optical signature of topological insulators [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(11): 113304.
- [17] Zuo Z W, Ling D B, Sheng L, et al. Optical properties for topological insulators with metamaterials [J]. *Physics Letters A*, 2013, 377(40): 2909-2915.
- [18] Liu F, Xu J P, Song G, et al. Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts at the interface of ordinary dielectric and topological insulator [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, 30(5): 1167-1172.
- [19] Lakhtakia A, MacKay T G. Classical electromagnetic model of surface states in topological insulators [J]. *Journal of Nanophotonics*, 2016, 10(3): 033004.
- [20] Granada E J C, Rojas D F. Transfer matrix method in systems with topological insulators [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, 850(1): 012024.
- [21] Tang L, Zeng R, Li Q L, et al. Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov displacements across the interface of topological insulator and chiral metamaterials [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, 47(8): 0826002.  
唐龙, 曾然, 李齐良, 等. 拓扑绝缘体和手征介质界面的 Goos-Hänchen 位移和 Imbert-Fedorov 位移 [J]. *光子学报*, 2018, 47(8): 0826002.
- [22] Rao R Z. Optical vortices and its propagation in the atmosphere [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2009, 38(4): 609-615.  
饶瑞中. 大气中的光学涡旋及其传播 [J]. *红外与激光工程*, 2009, 38(4): 609-615.
- [23] Cincotti G, Ciattoni A, Palma C. Laguerre-Gauss and Bessel-Gauss beams in uniaxial crystals [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, 19(8): 1680-1688.
- [24] Luo H L, Ren Z Z, Shu W X, et al. Reversed propagation dynamics of Laguerre-Gaussian beams in left-handed materials [J]. *Physical Review A*, 2008, 77(2): 023812.
- [25] Xu Q, Pan F, Huang L, et al. Analysis of vectorial far-field characteristics of Laguerre-Gaussian beams by angular-spectrum method [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(8): 0805001.  
徐强, 潘丰, 黄莉, 等. 拉盖尔高斯光束矢量远场特性的角谱法分析 [J]. *中国激光*, 2017, 44(8): 0805001.
- [26] Yeh P. Optics of anisotropic layered media: a new  $4 \times 4$  matrix algebra [J]. *Surface Science Letters*, 1980, 96(1/2/3): A211.
- [27] Zheng H X, Ge D B. Electromagnetic wave reflection and transmission of anisotropic layered media by generalized propagation matrix method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2000, 49(9): 1702-1706.  
郑宏兴, 葛德彪. 广义传播矩阵法分析分层各向异性材料对电磁波的反射与透射 [J]. *物理学报*, 2000, 49(9): 1702-1706.
- [28] Zheng K S, Ge D B. Estimation method of high-reflecting region of periodic layered media [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, 55(6): 2789-2793.  
郑奎松, 葛德彪. 周期性分层介质高反射区范围的分析与估计 [J]. *物理学报*, 2006, 55(6): 2789-2793.