

## 左手材料中圆偏振光束的反常旋转特性研究\*

刘 森 罗海陆<sup>†</sup> 文双春

(湖南大学信息科学与工程学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室,长沙 410082)

(2010年6月23日收到;2010年9月20日收到修改稿)

根据 Whittaker 标量势理论,建立了圆偏振光束的矢量传输模型.基于这一模型研究了圆偏振光束在左手材料中的反常旋转特性.通过分析光束偏振态、衍射对强度质心旋转特性的影响,发现圆偏振光束在左手材料中旋转方向反转并揭示其旋转角等于古伊相.采用分析横向能流的方法,揭示左手材料中反向的横向能流是导致反常旋转特性的主要原因.对圆偏振光束在左手材料中反常旋转特性的研究,有利于增强对左手材料中光束传输特性的认识.

**关键词:** 左手材料, 圆偏振光束, 旋转特性

**PACS:** 42.25.-p, 41.20.Jb, 78.20.Ci

## 1. 引言

Veselago<sup>[1]</sup>早在40多年前就已经指出:当一种介质的介电常数( $\epsilon$ )和磁导率( $\mu$ )同时为负时,将使我们不得不对许多熟知的光学现象重新认识.电磁波在其中传播时,波矢 $\mathbf{k}$ 、电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{H}$ 之间的关系符合左手定律,因此称之为“左手材料”.随着理论的不断深入,30年后Pendry提出了这种材料的设计方法<sup>[2]</sup>,并由Smith利用开环谐振腔(SRRs)结构实现了在微波段同时具有负介电常数和负磁导率的材料<sup>[3]</sup>.也正是因为这种材料由理论到现实的飞跃,与之相伴的许多奇异光学特性也被相继证明:如放大倏逝波<sup>[4,5]</sup>、逆 Doppler 效应<sup>[6,7]</sup>、逆的 Goos-Hanchen 位移<sup>[8]</sup>等等.同时研究证明:在左手材料中,光束的传输具有逆的古伊相移、逆的瑞利距离等特性<sup>[9-11]</sup>.因此,在过去的几年里,关于左手材料中光学特性的研究迅速成为人们关注的焦点<sup>[12-21]</sup>.

随着现代激光器技术的发展,人们开始愈加关注矢量光束的旋转特性.在最近几年里,已有许多研究对矢量光束在左手材料中的旋转特性进行了比较深入的探索,尤其是对光束轨道角动量引起的旋转特性研究.而对于自旋角动量引起的旋转特性

研究却涉及甚少.我们知道:拥有轨道角动量的光束在左手材料中传输时会表现出丰富的旋转特性<sup>[6,10]</sup>,那么拥有自旋角动量的光束在左手材料中又会表现出怎样的旋转特性呢?我们相信探究这一问题,不仅有利于对带有自旋角动量的光束旋转特性的研究,也有利于增强对左手材料中光束传输特性的认识.

本文研究了带有自旋角度量的圆偏振光束在左手材料中的反常旋转特性.从具有代表性的圆偏振光束出发,利用麦克斯韦基本方程和 Whittaker 标量势理论建立其传输模型.通过研究圆偏振光束在左手材料中传输时的强度质心变化,揭示其反常旋转特性并得到其旋转角等于古伊相.具体分析了该光束偏振态和衍射对其旋转特性的影响.发现圆偏振光束在左手材料中的旋转特性与其在右手材料中的旋转特性有许多不同之处:强度质心在左手材料中和右手材料中的分布情况相反;强度质心轨迹在左手材料中和右手材料中的旋转方向相反.最后通过分析横向能流得出:圆偏振光束反向的横向能流是其具有反常旋转特性的主要原因.

## 2. 圆偏振光束的矢量传输模型

基于研究矢量光束的旋转特性,我们选择具有

\* 国家自然科学基金(批准号:10804029,10974049,11074068),国家博士后特别资助(批准号:200902469)和国家博士后项目(批准号:20080431018)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn

代表性的圆偏振光束作为研究对象. 由于纵向分量的缘故, 琼斯矢量不能完全表示一个矢量光束<sup>[22]</sup>, 所以必须借助其它模型来描述所要研究的对象. 我们发现运用两个 Whittaker 标量势的一阶和二阶分量可以表示所要研究的光束<sup>[23]</sup>. 因此, 我们引入两个 Whittaker 标量势  $V_1$  和  $V_2$ . 由两个 Whittaker 标量势, 可将电场表示如下:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{n}V_1) - ik \nabla \times (\mathbf{n}V_2), \quad (1)$$

式中  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  为电场强度,  $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$  为空间坐标,  $\mathbf{k}$  为波矢,  $V_1, V_2$  为 Whittaker 标量势.  $\mathbf{n}$  为  $xoz$  平面内与  $z$  轴成  $\theta$  角的矢量, 即

$$\mathbf{n} = \sin\theta\mathbf{e}_x + \cos\theta\mathbf{e}_z, \quad (2)$$

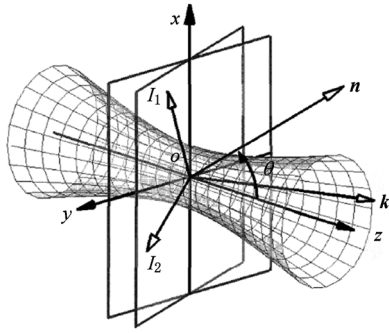


图1 圆偏振矢量光束的几何结构图. 图中  $\mathbf{n}$  是在  $xoz$  平面中且与  $z$  轴成  $\theta$  角的矢量.  $z$  为传输轴且垂直于  $xoy$  平面,  $\mathbf{k}$  为波矢且垂直于  $I_1oI_2$  平面

其中  $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ , 这个矢量不是一个纯粹的数学概念. 事实上,  $\theta$  角决定了光束的矢量结构: 垂直于传输轴的  $\mathbf{n}$  对应于傍轴近似的均匀极化光束<sup>[24]</sup>, 而平行于传输轴的  $\mathbf{n}$  对应于圆柱矢量光束<sup>[25]</sup>. 既不垂直也不平行于传输轴的  $\mathbf{n}$  已被 Hosten 和 Kwiat 在前不久的实验中证明<sup>[26]</sup>. 光束结构如图1所示. 下面我们给出所要研究的圆偏振光束的两个 Whittaker 标量势<sup>[23]</sup>:

$$V_1 = \alpha \frac{1}{k^2} \frac{1}{w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}} \times \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2(1 + z^2/z_R^2)}\right] \times \exp\left\{-ikz\left[1 + \frac{x^2 + y^2}{2(z^2 + z_R^2)}\right]\right\} \times \exp\left[i \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right], \quad (3)$$

$$V_2 = \beta \frac{1}{k^2} \frac{1}{w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}}$$

$$\times \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2(1 + z^2/z_R^2)}\right] \times \exp\left\{-ikz\left[1 + \frac{x^2 + y^2}{2(z^2 + z_R^2)}\right]\right\} \times \exp\left[i \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right], \quad (4)$$

其中  $\alpha$  和  $\beta$  为偏振态系数, 它们满足方程  $\alpha\beta^* + \alpha^*\beta = 1, \sigma = i(\alpha\beta^* - \alpha^*\beta), \sigma = \pm 1$  分别对应左旋和右旋圆偏振光,  $w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$  为光束的束宽,  $z_R = kw_0^2/2$  为相应的瑞利距离, 式中最后一项为古伊相.

为了得出圆偏振光束电场表达式, 我们将(2), (3)和(4)式代入(1)式, 得到

$$E_x = \sin\theta\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)V_1 + \cos\theta \frac{\partial^2 V_1}{\partial x \partial z} - ik\cos\theta \frac{\partial V_2}{\partial y}, \quad (5)$$

$$E_y = \sin\theta \frac{\partial^2 V_1}{\partial x \partial y} + \cos\theta \frac{\partial^2 V_1}{\partial y \partial z} - ik\sin\theta \frac{\partial V_2}{\partial z} + ik\cos\theta \frac{\partial V_2}{\partial x}, \quad (6)$$

$$E_z = \sin\theta \frac{\partial^2 V_1}{\partial x \partial z} + \cos\theta\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)V_1 + ik\sin\theta \frac{\partial V_2}{\partial y}, \quad (7)$$

式中  $E_x, E_y$  和  $E_z$  分别为电场沿  $x, y$  和  $z$  轴的分量. 至此, 我们建立了圆偏振光束的传输模型. 基于此模型, 我们接下来分析圆偏振光束在左手材料中的反常旋转特性.

### 3. 左手材料中反常旋转特性

圆偏振光束在传输过程中由于其特殊的波前(如图1所示)使其光束随着传输的进行, 有着特殊的旋转过程, 并且这个过程与光束的偏振态和衍射等因素有着密切的关系. 本节就对左手材料中光束旋转特性与其影响因素之间的关系进行讨论, 并用相应图示加以说明. 为了便于比较, 我们将右手材料中的相应图形也画出来. 在此一律将右手材料的介电常数和磁导率定为  $+1$ , 而将左手材料的介电常数和磁导率定为  $-1$ .

首先讨论偏振态变化对圆偏振光束在左手材料中旋转特性的影响. 为了说明问题, 我们研究光束传输过程中的强度分布. 不失一般性, 我们不妨

在此选择矢量结构角度为  $\pi/360$ , 并且我们把偏振态的因素也考虑进去. 将表示各因素的具体参数值代入(3)–(7)式, 计算出光束在零倍瑞利距离处的强度, 利用作图软件画出圆偏振光束的强度分布图, 如图 2 所示. 第一行为圆偏振光束在右手材料中传输时, 左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的强度分布图, 如图 2(a), (b) 所示. 第二行为圆偏振光束在左手材料中传输时, 左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的强度分布图, 如图 2(c), (d) 所示. 从图中可以看出: 圆偏振光束的强度质心位置并不在光束传输轴上而是分布其上方或下方, 并且这种偏移的方向与偏振态密切相关. 当在右手材料中传输时, 左旋圆偏振光束的强度质心向下偏移而右旋圆偏振光束的强度质心向上偏移. 与之相反, 当在左手材料中传输时, 左旋圆偏振光束的强度质心向上偏移而右

旋圆偏振光束的强度质心向下偏移. 即就是, 偏振态不同对强度质心偏移方向的影响恰好相反, 当光束分别在右手材料和左手材料中传输时, 这种影响的效果也恰好相反.

接下来我们讨论衍射对圆偏振光束在左手材料中旋转特性的影响. 不失一般性, 我们只选取左旋圆偏振态(对于右旋圆偏振态的情况有类似结论), 矢量结构角度为  $\pi/360$ . 我们依次分析在零倍瑞利距离处、半倍瑞利距离处和一倍瑞利距离处的强度分布. 将表示各因素的具体参数值代入(3)–(7)式, 计算出光束的强度, 并利用作图软件画出相应的强度分布图, 如图 3 所示. 第一行是在右手材料中传输时, 左旋圆偏振光束的强度分布图, 如图 3(a), (b), (c) 所示. 第二行是在左手材料中传输时, 左旋圆偏振光束的强度分布图, 如

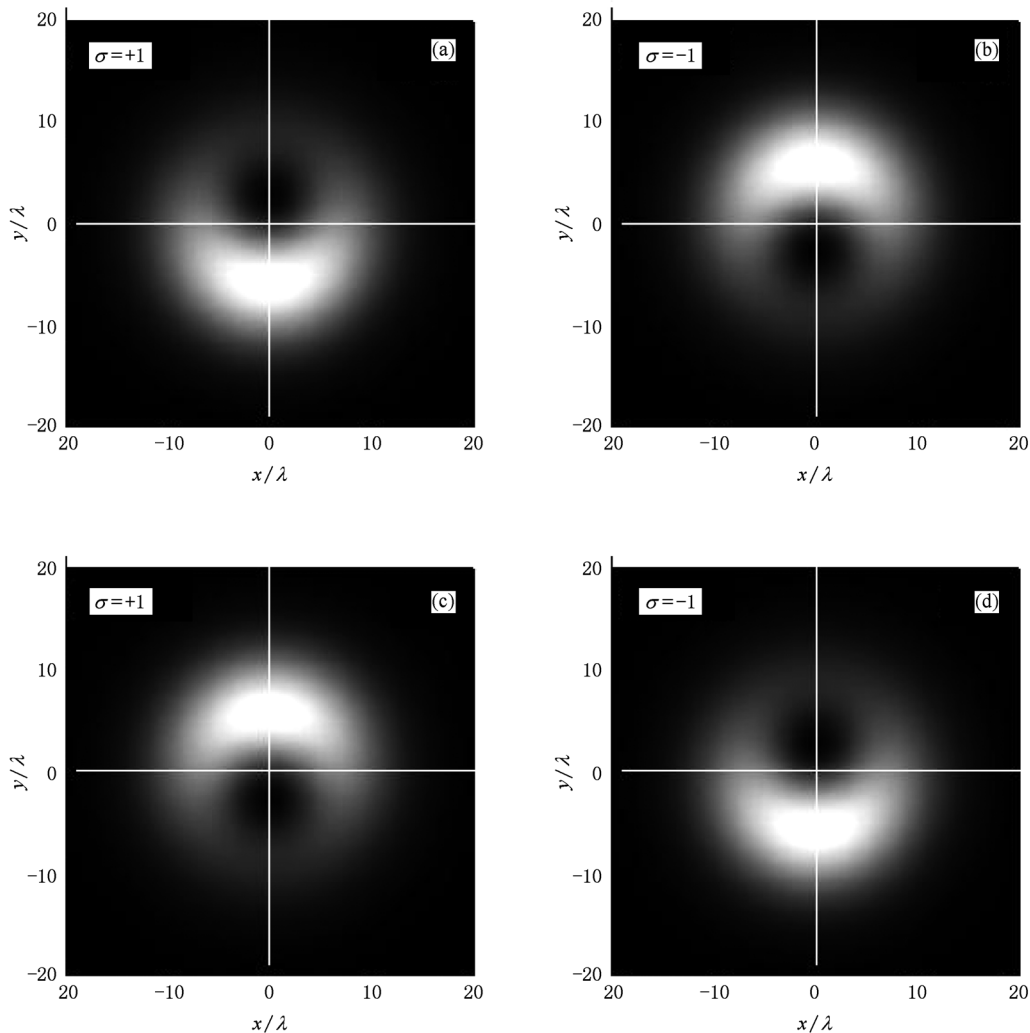


图 2 右手材料和左手材料中, 不同偏振态的光束强度分布图(图中均取  $\theta = \pi/360$  和  $z = 0$ ) (a), (b) 为右手材料中, 偏振态分别为  $\sigma = +1$  和  $\sigma = -1$  时光束强度分布图; (c), (d) 为左手材料中, 偏振态分别为  $\sigma = +1$  和  $\sigma = -1$  时光束强度分布图

图 3(d), (e), (f) 所示. 我们可以发现, 衍射与圆偏振光束的旋转有着密切的关系: 随着传输距离的增大, 光束绕传输轴的旋转角度也随之增大. 当在右手材料中传输时, 左旋圆偏振光的强度质心随着传输距离的增大沿顺时针方向旋转; 而在左手材料中传输时, 左旋圆偏振光的强度质心随着

传输距离的增大沿逆时针方向旋转. 起始方向之所以相反是偏振态在不同材料中对强度质心有着不同影响的结果(本节第二段已讨论). 可见, 衍射使光束绕着传输轴旋转, 当光束分别在右手材料和左手材料中传输时, 衍射对强度质心旋转方向的影响恰好相反.

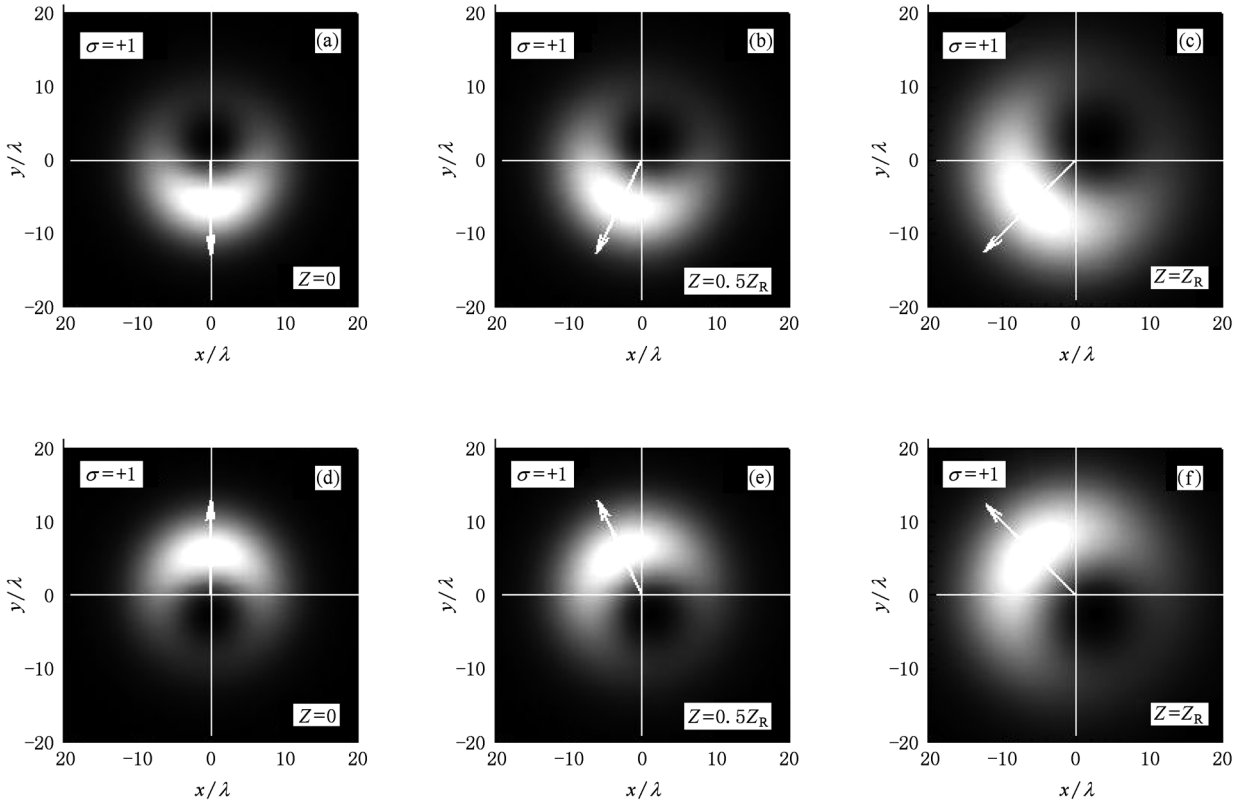


图 3 右手材料和左手材料中, 传输距离不同时光束强度分布图, 图中均取  $\sigma = +1$  和  $\theta = \pi/360$  (a), (b), (c) 为右手材料中, 传输距离分别为  $0, z_R/2$  和  $z_R$  的圆偏振光束强度分布图; (d), (e), (f) 为左手材料中, 传输距离分别为  $0, z_R/2$  和  $z_R$  的圆偏振光束强度分布图

为了进一步讨论圆偏振光束的旋转特性, 我们分析传输过程中强度质心的运动轨迹. 由质心定义我们得出如下计算式:

$$\langle x \rangle = \frac{\iint x (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy}{\iint (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy}, \quad (8)$$

$$\langle y \rangle = \frac{\iint y (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy}{\iint (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy}, \quad (9)$$

式中  $\langle x \rangle, \langle y \rangle$  分别为质心横坐标和纵坐标,  $E_x$  和  $E_y$  分别为沿  $x$  轴和  $y$  轴的横向电场分量,  $x, y$  分别为横截面坐标. 将所要研究的圆偏振光束电场表达式(5)和(6)式代入(8)和(9)式求得

$$\langle x \rangle = - \frac{z \sin \theta \cos \theta}{\cos^2 \theta + k z_R \sin^2 \theta}, \quad (10)$$

$$\langle y \rangle = - \frac{\sigma z_R \sin \theta \cos \theta}{\cos^2 \theta + k z_R \sin^2 \theta}, \quad (11)$$

式中  $\sigma$  为偏振态,  $z_R$  为瑞利距离. 从上式可以看出: 圆偏振光束在传输过程中, 质心的横坐标( $x$ 轴)是随着传输距离的增大而增大的, 而质心的纵坐标( $y$ 轴)是与传输距离无关的. 在这种情况下, 我们可以预计到: 随着传输距离的增大强度质心绕原点旋转的角度会逐渐增大, 但最大不超过  $\pi/2$ . 其表达式如下:

$$\varphi = \arctan \frac{\langle x \rangle}{\langle y \rangle} = \arctan \frac{z}{\sigma z_R}, \quad (12)$$

式中  $\varphi$  为强度质心绕原点旋转的角度,  $\arctan(z/z_R)$  为古伊相. 左手材料中瑞利距离  $z_R$  为负值, 古伊相将随之改变符号. 由此可知: 强度质心的旋转角度大小等于古伊相, 偏振态的改变和左、右手材料的不同都会使这种旋转方向反向.

通过分析以上因素对强度质心的影响,我们发现任何一种因素都能影响圆偏振光束的旋转特性.都是通过对强度质心轨迹的影响来决定光束的旋转特性.并且上述因素的影响在右手材料和左手材料中的效果是相反的.换句话说,圆偏振光束在左手材料中传输时,会表现出反向的旋转特性.

为了分析圆偏振光束在左手材料中旋转特性反向的原因,我们分析相应过程中的横向能流.由麦克斯韦方程

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -i\omega\mu\mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (13)$$

得到

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{i\omega\mu} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (14)$$

式中  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  为电场矢量,  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  为磁场矢量,  $\mathbf{r} = xe_x + ye_y + ze_z$  为空间坐标,  $\omega$  为光波角频率,  $\mu$  为磁导

率.根据坡印廷定理

$$\mathbf{S}_{av}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}(\mathbf{r})^*], \quad (15)$$

式中  $\mathbf{S}_{av}(\mathbf{r})$  为平均坡印廷矢量.接下来我们就用上述分析圆偏振光束在传输过程中的横向能流.为了便于比较,我们直接将横向能流画在相应的强度分布图上.

首先讨论偏振态与横向能流的关系.不失一般性,我们不妨在此取矢量结构角度为  $\pi/360$ , 并且我们把偏振态的因素也考虑进去.将表示各因素的具体参数代入(3)—(7)式和(14),(15)式,计算出圆偏振光束在零倍瑞利距离处的横向能流,并利用作图软件画出其横向能流图,如图4所示.第一行为右手材料中圆偏振光束的横向能流分布图,如图4(a),(b)所示.第二行为左手材料中,圆偏振光束的

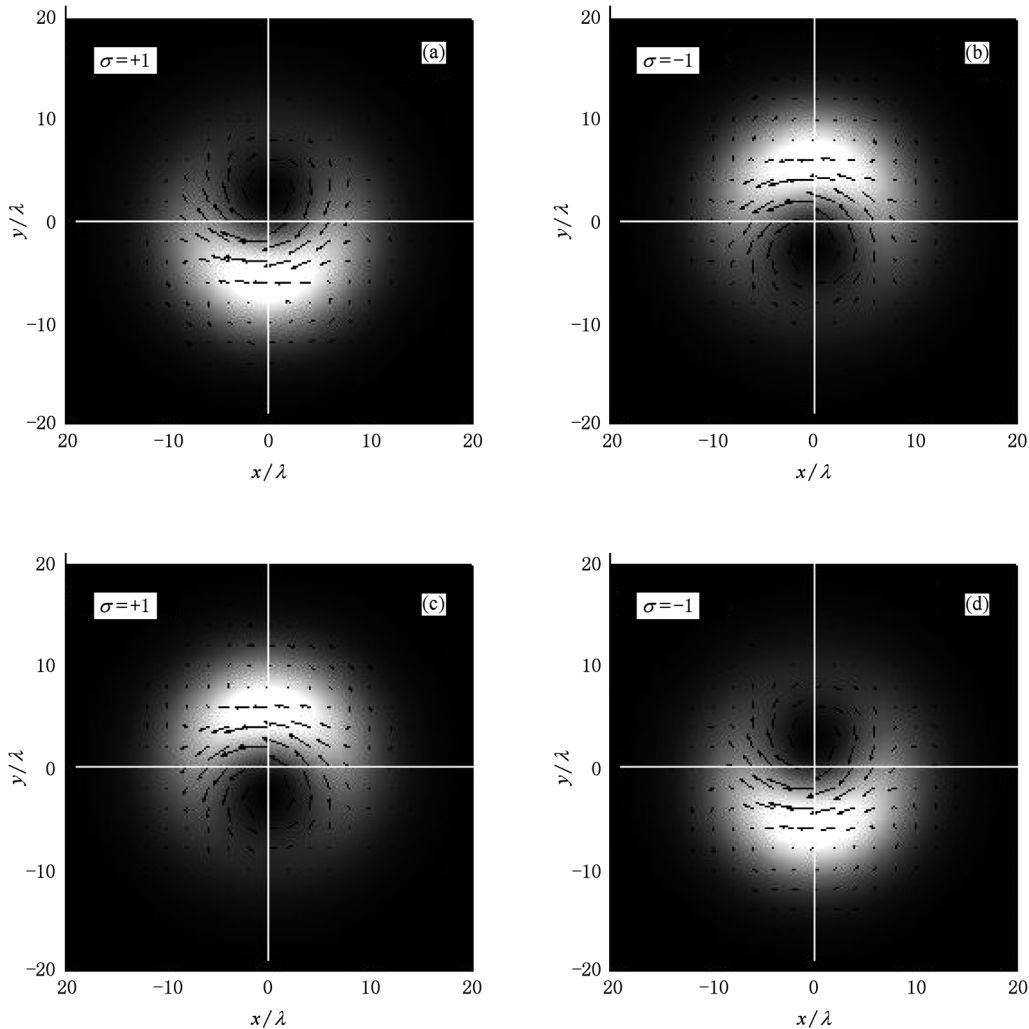


图4 右手材料和左手材料中,偏振态不同时光束横向能流分布图,图中均取  $\theta = \pi/360$  和  $z = 0$  (a),(b)为右手材料中,偏振态分别为  $\sigma = +1$  和  $\sigma = -1$  时光束横向能流分布图;(c),(d)为左手材料中,偏振态分别为  $\sigma = +1$  和  $\sigma = -1$  时光束横向能流分布图

横向能流分布图,如图4(c),(d)所示.从图中可以看出:在右手材料中左旋圆偏振光束的横向能流沿顺时针方向旋转,而右旋圆偏振光束的横向能流沿逆时针方向旋转;与之相反,在左手材料中左旋圆偏振光束的横向能流沿逆时针方向旋转,而右旋圆

偏振光束的横向能流沿顺时针方向旋转.即就是,偏振态决定着横向能流的旋转方向,当光束分别在右手材料和左手材料中传输时,偏振态决定横向能流旋转方向的效果是截然相反的.

接下来我们讨论衍射与横向能流的关系.我们

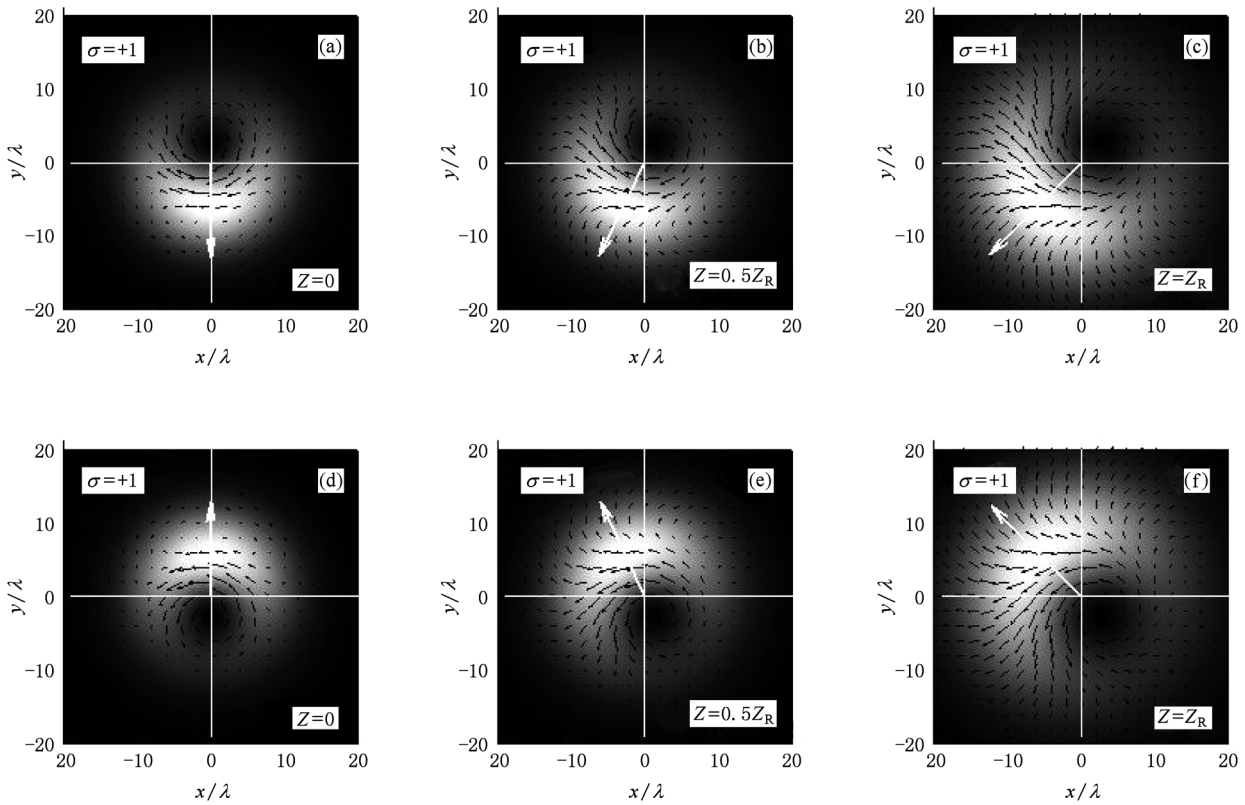


图5 右手材料和左手材料中,传输距离变化时光束的横向能流分布图,图中均取  $\sigma = +1$  和  $\theta = \pi/360$  (a),(b),(c)为右手材料中,传输距离分别为  $0, z_R/2$  和  $z_R$  时的左旋圆偏振光束横向能流分布图;(d),(e),(f)为左手材料中,传输距离分别为  $0, z_R/2$  和  $z_R$  时的左旋圆偏振光束横向能流分布图

同样只选取左旋圆偏振态(对于右旋圆偏振态的情况有类似结论),矢量结构角度为  $\pi/360$ . 我们依次分析在零倍瑞利距离处、半倍瑞利距离处和一倍瑞利距离处的横向能流分布.将表示各因素的具体参数值带入(3)—(7)式和(14),(15)式,计算出左旋圆偏振光束的横向能流,并利用作图软件画出其横向能流图,如图5所示.第一行为右手材料中,传输距离变化时的左旋圆偏振光束横向能流分布图,如图5(a),(b),(c)所示.第二行为左手材料中,传输距离变化时的左旋圆偏振光束横向能流分布图,如图5(d),(e),(f)所示.从图中可以看出:横向能流的旋转和强度质心的旋转是按同一方向的,在右手材料中随着传输距离的增加,左旋圆偏振光束的横向能流和强度质心都绕着传输轴沿顺时针方向旋

转;与之相反,在左手材料中随着传输距离的增加,左旋圆偏振光束的横向能流和强度质心都绕着传输轴沿逆时针方向旋转.可见,衍射决定横向能流和强度质心绕传输轴旋转的角度,当光束分别在右手材料和左手材料中传输时,这种旋转方向是截然相反的.

经过对上述情况横向能流的分析,从中不难发现:在圆偏振光束传输的过程中,偏振态决定横向能流的旋转方向;衍射使横向能流绕传输轴的旋转角度不断增大.并且我们知道,横向能流是光束能量流动的量度.至此我们的问题逐渐清晰:偏振态、衍射均是通过影响圆偏振光束的横向能流来改变光束旋转特性的.它们在右手材料和左手材料中扮演的截然相反的角色,使其横向能流反向旋转,这

是导致光束在左手材料中表现出反常旋转特性的主要原因.

#### 4. 结 论

运用 Whittaker 标量势理论建立了圆偏振光束在左手材料中的矢量传输模型. 基于此模型, 研究了圆偏振光束在左手材料中的反常旋转特性. 通过对矢量光束在右手材料和左手材料中旋转特性的

比较, 发现了左手材料中光束因偏振态和衍射的不同而表现出的反常旋转特性. 指出了光束分别在右手材料和左手材料中传输时: 偏振态对强度质心偏移方向的影响恰好相反; 衍射对强度质心旋转方向的影响恰好相反. 通过对光束质心的分析, 给出了其旋转角等于古伊相. 最后分析了上述几种情况的横向能流, 揭示了圆偏振光束在右手材料和左手材料中截然相反的旋转特性主要是其横向能流反向旋转的结果.

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [3] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [4] Luo C Y, Johnson S G, Joannopoulos J D, Pendry J B 2003 *Phys. Rev. B* **68** 045115
- [5] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
- [6] Seddon N, Bearpark T 2003 *Science* **302** 1537
- [7] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Tang Z X, Zou Y H, Fan D Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033805
- [8] Berman P R 2002 *Phys. Rev. E* **66** 067603
- [9] Luo H L, Ren Z Z, Shu W X, Li F 2007 *Phys. Rev. E* **75** 026601
- [10] Luo H L, Ren Z Z, Shu W X 2008 *Phys. Rev. A* **77** 023812
- [11] Luo H L, Wen S C, Shu W X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 043810
- [12] Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C K 2004 *Science* **305** 788
- [13] Pendry J B, Schurig D, Smith D R 2006 *Science* **312** 1781
- [14] Luo C R, Wang L S, Guo J Q, Huang Y, Zhao X P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3214 ( in Chinese ) [ 罗春荣、王连胜、郭继权、黄 勇、赵晓鹏 2009 物理学报 **58** 3214 ]
- [15] Zhang C M, Sun M Z, Yuan Z L, Song X P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1758 ( in Chinese ) [ 张淳民、孙明昭、袁志林、宋晓平 2009 物理学报 **58** 1758 ]
- [16] Sun M Z, Zhang C M, Song X P, Liang G Y, Sun Z B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6179 ( in Chinese ) [ 孙明昭、张淳民、宋晓平、梁工英、孙占波 2009 物理学报 **58** 6179 ]
- [17] Wang J F, Qu S B, Xu Z, Zhang J Q, Ma H, Yang Y M, Wu X, Lu L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4018 ( in Chinese ) [ 王甲富、屈绍波、徐 卓、张介秋、马 华、杨一鸣、吴 翔、鲁 磊 2010 物理学报 **59** 4018 ]
- [18] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Tang Z X, Fan D Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033805
- [19] Liu H Y, Lv Q, Luo H L, Wen S C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 256 ( in Chinese ) [ 刘虹遥、吕 强、罗海陆、文双春 2010 物理学报 **59** 256 ]
- [20] Lv Q, Liu H Y, Luo H L, Wen S C 2009 *Opt. Express* **17** 5645
- [21] Zhou J H, Luo H L, Wen S C, Fang A L, Zhuang B X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1765 ( in Chinese ) [ 周建华、罗海陆、文双春、方安乐、庄彬先 2009 物理学报 **58** 1765 ]
- [22] Pattanayak D N, Agrawal G P 1980 *Phys. Rev. A* **22** 1159
- [23] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Fan D Y 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053826
- [24] Davis L W 1979 *Phys. Rev. A* **19** 1177
- [25] Davis L W, Patsakos G 1981 *Opt. Lett.* **6** 22
- [26] Hosten O, Kwiat P 2008 *Science* **319** 787

# Anomalous rotation characteristics of circularly polarized beam in left-handed materials \*

Liu Sen Luo Hai-Lu<sup>†</sup> Wen Shuang-Chun

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education, School of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 23 June 2010; revised manuscript received 20 September 2010)

## Abstract

According to Whittaker scalar theory, a vector transmission model of circularly polarized beam is established. Based on this model, the anomalous rotating characteristics of circularly polarized beam in left-handed materials are investigated. By analyzing the polarization state and diffraction, the abnormal rotation characteristics of beam centroid are revealed. When the circularly polarized light beam propagates in a left-handed material, the rotation characteristic is reversed and the corresponding rotation angle is equal to the Gouy phase. We find that this abnormal rotating characteristic is caused by the reversed transverse energy flow. These findings provide a better understanding of the transmission characteristics of beam in left-handed materials.

**Keywords:** left-handed materials, circularly polarized beam, rotation characteristics

**PACS:** 42.25.-p, 41.20.Jb, 78.20.Ci

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10804029, 10974049, and 11074068), China Postdoctoral Special Science Foundation (Grant No. 200902469), and China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 20080431018).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn