

弱相对论涡旋光在等离子体中传播的波前畸变及补偿*

刘伟¹⁾ 贾青^{1)†} 郑坚¹⁾²⁾

1) (中国科学技术大学等离子体物理与聚变工程系, 合肥 230026)

2) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2023 年 10 月 11 日收到; 2023 年 11 月 2 日收到修改稿)

涡旋光与等离子体相互作用近年来在激光等离子体领域引起了广泛的关注. 深入研究涡旋光在等离子体中的传播对粒子加速和辐射源产生等工作具有重要意义. 本文着重探讨了弱相对论涡旋光在等离子体中传播时, 传播过程对电磁波结构的影响. 基于三维粒子模拟, 发现弱相对论涡旋光在等离子体中传播时会产生波前畸变. 在给定等离子体密度时, 畸变程度与电磁波强度及传播距离密切相关. 基于相位修正模型, 通过考虑电子相对论质量修正, 在理论上对该现象进行了解释. 此外, 研究还发现可以通过设置适当的初始密度调制对波前畸变进行补偿抑制, 并通过三维粒子模拟进行了验证. 本工作加强了对涡旋光在等离子体中传播过程的理解, 并为设计应用于相对论涡旋光的等离子体器件提供了参考.

关键词: 激光等离子体物理, 涡旋光束, 非线性传播, 粒子模拟

PACS: 52.38.-r, 52.65.Rr, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.73.20231635

1 引言

电磁波具有能量和动量, 对于频率为 ω , 波数为 k 的单色电磁波, 每个光子携带的能量和动量分别为 $\hbar\omega$ 和 $\hbar k$. 此外, 电磁波还可以携带角动量, 其中包括自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM). 早在 1936 年, Beth^[1] 就在实验上验证了圆偏振电磁波携带自旋角动量. 其中每个光子携带 $\pm \hbar$ 份自旋角动量, 自旋角动量的方向与圆偏振的方向相关. 1992 年, Allen 等^[2] 在理论上指出, 对于具有螺旋相位 $\exp(i l \theta)$ 的拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 模式的涡旋光, 每个光子将会携带 $l \hbar$ 份轨道角动量. 涡旋光因具有螺旋相位分布、中空振幅分

布和携带轨道角动量等特点, 在光学操纵^[3]、光通信^[4,5]、显微成像^[6] 和天文学观测^[7-9] 等领域得到了广泛的应用.

最近, 研究者们基于等离子体提出了多种用于生成强涡旋光的创新方案, 其中包括基于螺旋相位板的反射式等离子体光扇^[10]、基于拉曼放大实现的反向传播的低功率种子涡旋光放大^[11]、基于等离子体密度调制的等离子体全息^[12]、基于磁化等离子体的 q 波片^[13] 等. 这些工作使得越来越多的学者开始关注强涡旋光与等离子体间的相互作用, 在包括粒子加速^[14-18]、高次谐波产生^[19-22]、新型 γ 光源^[23,24]、准静态自生磁场^[25-28]、电子束结构调控^[29,30] 和参量不稳定性^[31-33] 等研究中取得了丰富的成果.

电磁波在等离子体中的传播是激光等离子体

* 国家自然科学基金 (批准号: 11975014) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA25050400, XDA25010200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qjia@ustc.edu.cn

领域长期关心的课题之一, 其与辐射源产生、粒子加速及惯性约束聚变等研究密切相关. 和传统高斯光不同, 涡旋光由于具有中空的振幅及螺旋相位, 其在等离子体中传播会导致新的现象产生. 鞠立宝等^[34]基于非线性薛定谔方程, 研究了相对论涡旋光在等离子体中传播时的成丝过程, 发现和高斯光相比, 涡旋光的传播更加稳健, 并且成丝过程更加可控. 范海玲等^[35]研究了涡旋光束在等离子体中传播时的自聚焦及成丝过程, 和高斯光相比, 在相同等离子体参数及激光参数(波长、功率)下, 发现涡旋光具有更高的不稳定性产生阈值.

我们注意到, 当前涡旋光在等离子体中传播的研究工作主要集中在自聚焦和成丝方面, 但在成丝发生之前, 电磁波在传播过程中自身结构的变化却鲜有人关注. 本文重点研究了在成丝发生前, 弱相对论涡旋光在等离子体中传播时, 传播过程对电磁波结构的影响. 三维粒子模拟结果表明, 弱相对论涡旋光在等离子体中传播时会发生波前畸变. 在给定等离子体密度的情况下, 畸变程度与电磁波强度及传播距离密切相关. 基于相位修正模型, 通过考虑电子相对论质量修正, 在理论上对该畸变现象进行了解释. 通过设置具有初始密度分布的等离子体, 可以对波前畸变进行补偿抑制. 三维粒子模拟验证了该补偿方案的可行性及相位修正模型的准确性. 进一步研究了涡旋光在轴向磁化等离子体中的传播过程, 发现相位修正模型同样能够很好地解释波前畸变的发生.

2 波前畸变的模拟及其物理模型

2.1 波前畸变

沿 x 方向传播的电磁波可以表示为 $\mathbf{E}/E_0 = a U(r, \theta, x) \exp(i k_0 x - i \omega t) \mathbf{e}_\perp$, 式中 ω 为电磁波的角频率; k_0 为电磁波在真空中的波数; $E_0 = m_e \omega c / e$; m_e 为电子质量, e 为基本电荷, c 为真空中的光速; a 为无量纲的激光振幅; $r = \sqrt{y^2 + z^2}$; $\theta = \arctan(z/y)$; $\mathbf{e}_\perp$ 为表示电磁波偏振的单位矢量, 对于线偏振有 $\mathbf{e}_\perp = \mathbf{e}_y$, 对于圆偏振则有 $\mathbf{e}_\perp = (\mathbf{e}_y + \sigma_x i \mathbf{e}_z) / \sqrt{2}$; $\sigma_x = \pm 1$ 表示右/左旋圆偏振; U 为电磁波的复振幅, 对于径向模式为 $p = 0$ 的 LG 模式涡旋光, 在束腰处有复振幅^[2]

$$U_l = C_l \left(\frac{r}{w_0} \right)^{|l|} \exp \left(-\frac{r^2}{w_0^2} \right) \exp(i l \theta), \quad (1)$$

式中 l 为角向拓扑荷数, C_l 为使激光最大振幅 $|U_l|$ 为 1 的常数, w_0 为束腰半径. 可以看出, 涡旋光在结构上有两个重要特征: 与方位角相关的螺旋相位和中空的振幅分布.

基于粒子模拟程序 EPOCH^[36], 本文开展了一系列的三维数值模拟, 以研究不同强度的 LG 涡旋光在低密度等离子体中的传播过程. 在粒子模拟中, 波长为 $\lambda = 1 \mu\text{m}$, 束腰半径为 $w_0 = 10 \mu\text{m}$ 的不同强度的 $l = 1$ 的右旋圆偏振 ($\sigma_x = 1$) 涡旋光沿 x 方向入射到数密度为 $n_e = 6.27 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ (对应于 $0.56 n_c$, 其中 $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ 为临界密度) 的均匀等离子体中. 激光强度在 5 个激光周期内达到最大值后保持不变. 模拟区域设置为 $60 \mu\text{m}(x) \times 50 \mu\text{m}(y) \times 50 \mu\text{m}(z)$, 对应的网格为 $960 \times 400 \times 400$, 网格大小为 $dx = \lambda/16$, $dy = dz = \lambda/8$. 等离子体均匀分布在 $5 \mu\text{m} < x < 55 \mu\text{m}$ 的区域内, 其中每个网格中放置了 36 个粒子作为电子, 离子设置为不动. 电子初始温度设置为 10 eV.

图 1 展示了在粒子模拟中 $t = 400 \text{ fs}$ (120 个激光周期) 时, 不同强度 (a) 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 模式的涡旋光在等离子体中传播至不同距离处, 电场 E_y 的分布. 考虑到涡旋光具有相位 $\cos(kx - \omega t + l\theta)$, 在给定 x 及 t 时, 激光电场的大小及方向将随方位角 θ 变化而变化. 对于模式为 $l = 1$ 的涡旋光, 如图 1 所示, 其电场分布将呈现两瓣状结构. 当激光强度较低 ($a = 0.01$) 时, 如图 1(a)–(d) 所示, 受相位及方位角 θ 影响, 在不同 x 处, 电场会在空间发生旋转, 但其结构特征基本不随传播而发生变化. 当光强增强 ($a = 0.1$) 时, 随着传播距离的增加, 如图 1(e)–(h) 所示, 初始方向相反的区域开始相互渗透, 电磁波的波前开始逐渐产生畸变. 当光强进一步增强 ($a = 0.2$) 时, 如图 1(i)–(l) 所示, 电磁波的波面畸变将更加明显. 随着传播距离的增加, 电磁波的波前将会进一步表现出成丝的特征.

此外还研究了强度为 $a = 0.2$, 模式为 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在不同密度等离子体中传播至不同距离处, 电场 E_y 分布的对比 (见附录 A). 粒子模拟的结果表明, 在传播相同距离时, 等离子体密度越高, 相应的波前畸变越明显. 弱相对论涡旋光在等离子体中传播时所表现出的上述波前畸变特征与高斯光的情况极其不同, 其产生机制及过程值得进一步研究.

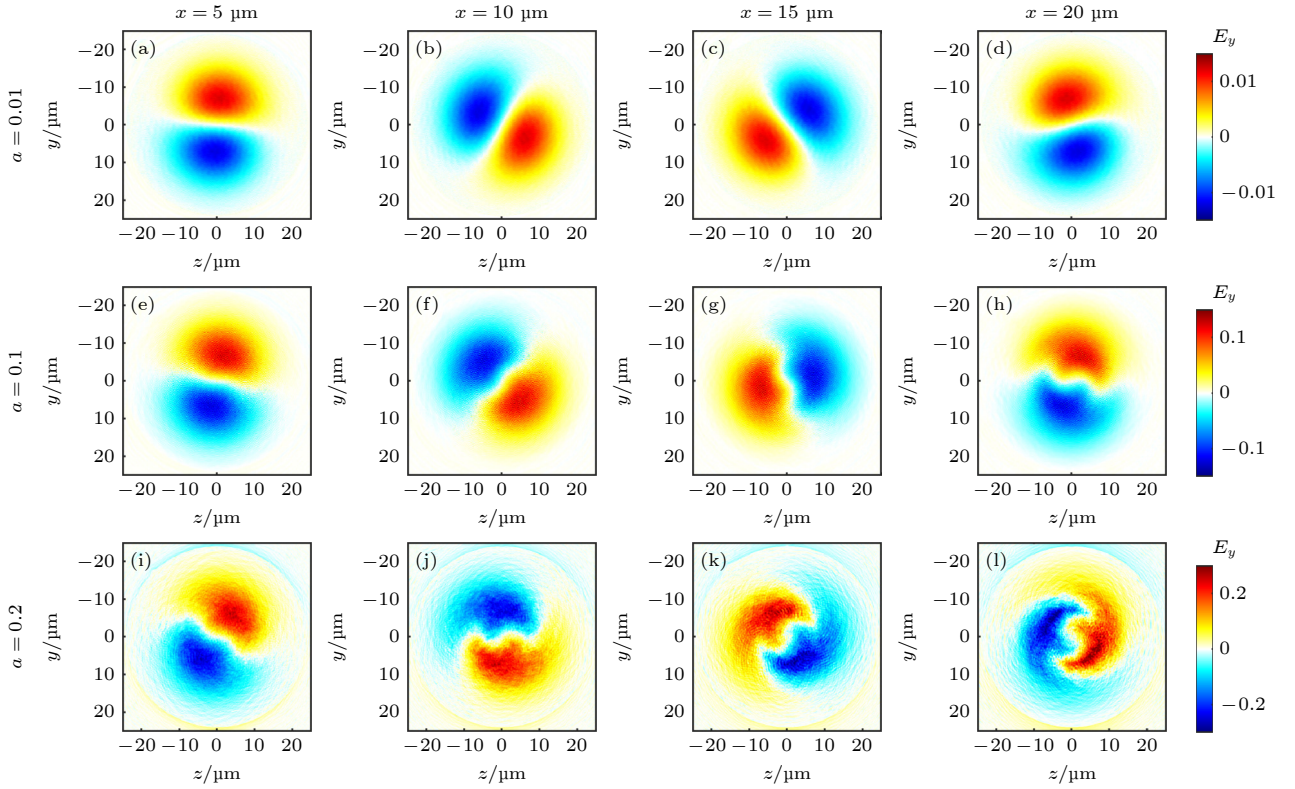


图 1 三维粒子模拟中, 在不同光强 (a)–(d) $a = 0.01$, (e)–(h) $a = 0.1$, (i)–(l) $a = 0.2$ 下, 模式为 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在等离子体中传播至不同距离 (a)(e)(i) $x = 5 \mu\text{m}$, (b)(f)(j) $x = 10 \mu\text{m}$, (c)(g)(k) $x = 15 \mu\text{m}$, (d)(h)(l) $x = 20 \mu\text{m}$ 处, 对应的电场 E_y 分布

Fig. 1. Transverse distributions of electric fields E_y obtained by three-dimensional (3D) particle-in-cell (PIC) simulations for different laser intensities (a)–(d) $a = 0.01$, (e)–(h) $a = 0.1$, (i)–(l) $a = 0.2$, when a circularly polarized vortex light beam with $l = 1$, $\sigma_x = 1$ propagates in the plasma over different distances (a)(e)(i) $x = 5 \mu\text{m}$, (b)(f)(j) $x = 10 \mu\text{m}$, (c)(g)(k) $x = 15 \mu\text{m}$, (d)(h)(l) $x = 20 \mu\text{m}$.

2.2 物理模型

考虑到电场 E_y 可能包含非激光频率的成分, 首先分析上述模拟中的波前畸变是否受高次谐波的影响. 激光在低密度等离子体中传播时, 根据相关高次谐波理论^[37,38], 以产生的三阶高次谐波为例, 其功率满足

$$\frac{P_3}{P_1} = \left(\frac{9}{256} \right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 \frac{a^4}{(1 + a^2/2)^3}, \quad (2)$$

其中 ω_p 为电子等离子体频率. 在上述模拟中, 典型的等离子体参数及激光参数分别为 $\omega_p/\omega = 0.75$ 和 $a = 0.2$. 根据 (2) 式有 $P_3/P_1 \approx 10^{-7}$, 这意味着上述模拟中的高次谐波产生效率非常低, 对波前畸变的影响可以忽略. 图 2 展示了在上述粒子模拟中, 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 模式的圆偏振涡旋光在等离子体中传播时, 电场 E_y 在激光传播方向上 k 空间的频谱分布. 可以发现, 主要存在与激光频率对应的波数 $k \approx 0.66k_0$, 高次谐波及低频电磁

场的影响可以忽略. 在接下来的分析中, 只需考虑电磁波在等离子体中的传播问题.

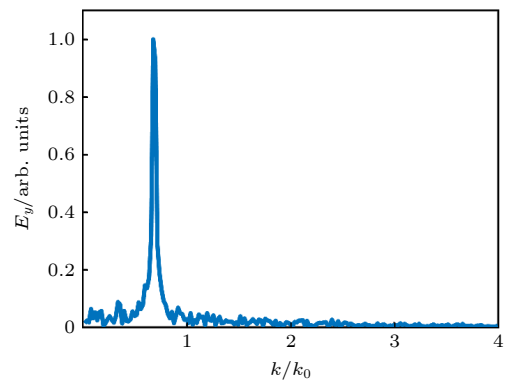


图 2 在粒子模拟中, 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 模式的圆偏振涡旋光在密度为 $n_e = 0.56n_c$ 的等离子体中传播时, 电场 E_y 在沿传播方向上 k 空间的频谱分布

Fig. 2. Distribution of electric field E_y in k -space along the propagation direction obtained by 3D PIC simulations when a $l = 1$, $\sigma_x = 1$ circularly polarized vortex light beam with $a = 0.2$ propagates in a plasma with a density of $n_e = 0.56n_c$.

电磁波在低密度等离子体中传播时, 其矢势 $\mathbf{A}$ 满足方程^[37,39]

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{\mathbf{A}}{\gamma}, \quad (3)$$

式中 γ 为洛伦兹因子. 原则上可以通过详细分析该方程来研究电磁波在等离子体中的传播和波前畸变. 然而考虑到电子密度 n_e 及洛伦兹因子 γ 与矢势 $\mathbf{A}$ 密切相关, 方程 (3) 右侧为非线性项, 进行严格的理论分析会变得相当复杂. 为了简化问题, 并更加直观地理解相关的物理机制, 本文考虑采用一个相对简单的相位修正模型.

相位修正模型主要基于电磁波在等离子体中传播的色散关系. 对于非磁化等离子体, 考虑弱相对论电子质量修正后, 有色散关系^[37]

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{\gamma n_c}, \quad (4)$$

式中 N 为折射率. 注意到, 对于给定波长的电磁波, 其在等离子体中传播的折射率主要受两个因素影响: 一是洛伦兹因子 γ , 由电子相对论质量修正引入; 二是电子密度 n_e , 与激光有质动力有关. 通常而言, 电磁波的光强具有柱对称位型, γ 及 n_e 随半径 r 变化而变化, 进而导致折射率 $N(r)$ 与半径 r 密切相关. 当电磁波在等离子体中传播一段距离后, 不均匀的折射率分布 $N(r)$ 会在激光波前上引入与半径 r 相关的相位 $\Phi(r)$, 这将显著影响电磁波的结构. 因此忽略折射率 $N(r)$ 对激光的聚焦或发散作用, 仅关注它对激光波前相位的影响. 基于此相位修正模型, 分别讨论洛伦兹因子 γ 和电子密度 n_e 分布对电磁波波前的影响.

首先分析洛伦兹因子 γ , 即电子相对论质量修正, 对电磁波波前的影响. 对于圆偏振电磁波, 有

$\gamma = \sqrt{1 + |\mathbf{E}|^2 / 2E_0^2}$. 考虑弱相对论电磁波 ($a < 1$), 折射率可近似为

$$N(r) \approx \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} + \frac{n_e / n_c}{\sqrt{1 - n_e / n_c}} \frac{|\mathbf{E}|^2}{8E_0^2}. \quad (5)$$

由于涡旋光具有中空的光强分布 $|\mathbf{E}|^2$, 根据 (5) 式, 可以近似认为相对论电子质量修正导致了一个环形透镜的产生. 基于相位修正模型, 忽略其他传播效应, 那么 $l = 1$ 模式的涡旋光在等离子体中传播了距离 L 后有复振幅:

$$U = C_1 \left(\frac{r}{w_0} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w_0^2} \right) \exp [i\theta + iN(r)k_0 L]. \quad (6)$$

与 $l = 1$ 的 LG 光的基本形式相比, 多出了一相位项 $N(r)k_0 L$. 基于 (6) 式, 并结合粒子模拟中的参数, 如图 3 所示, 在理论上计算了当考虑电子相对论质量修正后, 涡旋光在等离子体中传播至不同距离处的电场 E_y 分布. 可以发现, 随着传播距离的增加, 电磁波的波前畸变逐渐增强. 和图 1(i)–(l) 相比, 两者在形貌特征上符合得非常好. 这表明电子相对论质量修正是影响上述粒子模拟中波前畸变的一个关键因素.

进一步考虑电子密度 n_e 分布, 即激光有质动力对电磁波波前的影响. 当等离子体中电子感受到的激光有质动力与电荷分离力平衡时, 有电子密度分布^[37,40]

$$n_e = n_0 + \frac{\varepsilon_0 m_e c^2}{e^2} \nabla^2 \sqrt{1 + |\mathbf{E}|^2 / 2E_0^2}, \quad (7)$$

式中 n_0 为初始电子数密度. 可以看出, 在激光有质动力作用下, 电子密度 n_e 随半径 r 变化而变化, 使得折射率 $N(r)$ 与 r 相关, 从而可能导致波前畸变的发生. 结合 (4) 式, 忽略洛伦兹因子 γ , 基于相位修正模型, 图 4 展示了仅考虑激光有质动力效应

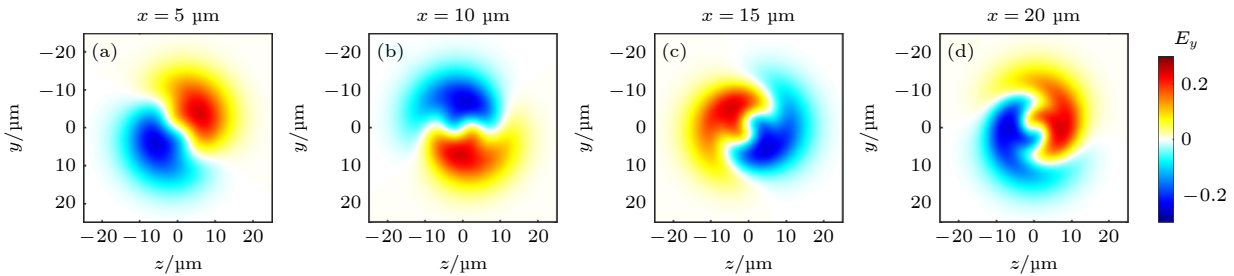


图 3 基于相位修正模型, 考虑相对论电子质量修正效应时, 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 模式的圆偏振涡旋光在等离子体中传播至不同距离处的电场 E_y 分布 (a) $x = 5 \mu\text{m}$; (b) $x = 10 \mu\text{m}$; (c) $x = 15 \mu\text{m}$; (d) $x = 20 \mu\text{m}$

Fig. 3. Transverse distributions of electric fields E_y obtained by the phase-correction model taking into account the relativistic electron mass effect when a $l = 1$, $\sigma_x = 1$ circularly polarized vortex light beam with $a = 0.2$ propagating in the plasma over different distances: (a) $x = 5 \mu\text{m}$; (b) $x = 10 \mu\text{m}$; (c) $x = 15 \mu\text{m}$; (d) $x = 20 \mu\text{m}$.

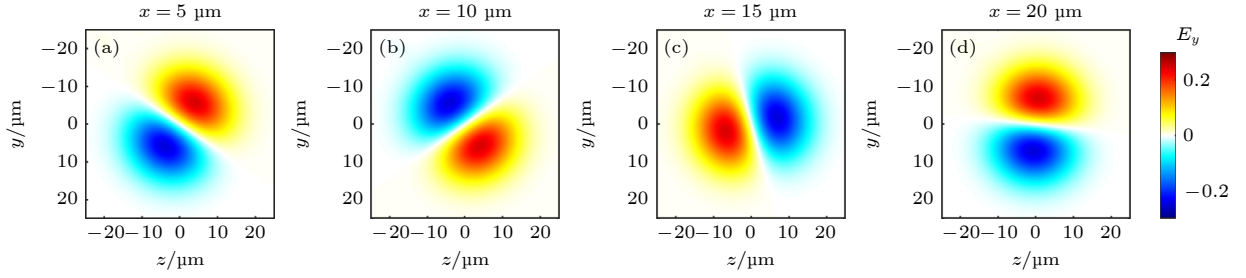


图 4 基于相位修正模型, 考虑激光有质动力效应时, 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 模式的圆偏振涡旋光在等离子体中传播至不同距离处的电场 E_y 分布 (a) $x = 5 \mu\text{m}$; (b) $x = 10 \mu\text{m}$; (c) $x = 15 \mu\text{m}$; (d) $x = 20 \mu\text{m}$

Fig. 4. Transverse distributions of electric fields E_y obtained by the phase-correction model considering the laser ponderomotive force effect when a $l = 1$, $\sigma_x = 1$ circularly polarized vortex light beam with $a = 0.2$ propagating in the plasma over different distances: (a) $x = 5 \mu\text{m}$; (b) $x = 10 \mu\text{m}$; (c) $x = 15 \mu\text{m}$; (d) $x = 20 \mu\text{m}$.

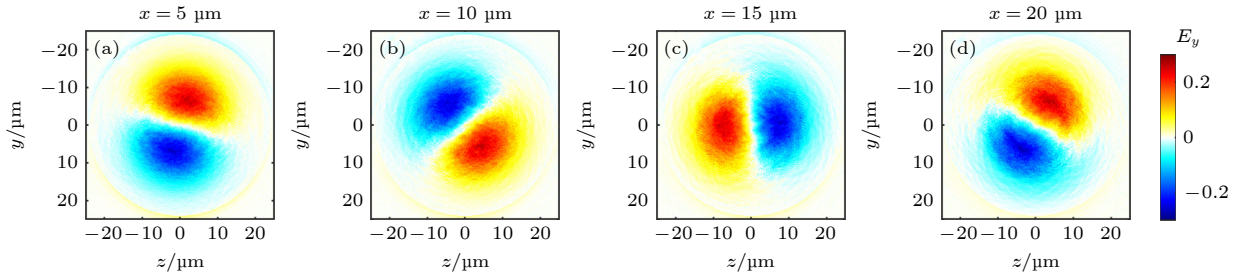


图 5 在三维粒子模拟中, 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在预设密度分布为 $n(r) = n_{\text{ini}} \sqrt{1 + |\mathbf{E}|^2 / 2E_0^2}$ ($n_{\text{ini}} = 0.56n_c$) 的等离子体中传播至不同距离处, 电场 E_y 分布 (a) $x = 5 \mu\text{m}$; (b) $x = 10 \mu\text{m}$; (c) $x = 15 \mu\text{m}$; (d) $x = 20 \mu\text{m}$

Fig. 5. Transverse distributions of electric fields E_y obtained by 3D PIC simulation when a $l = 1$, $\sigma_x = 1$ circularly polarized vortex light beam with $a = 0.2$ propagating in a plasma with a predetermined density distribution of $n(r) = n_{\text{ini}} \sqrt{1 + |\mathbf{E}|^2 / 2E_0^2}$ over different distances: (a) $x = 5 \mu\text{m}$; (b) $x = 10 \mu\text{m}$; (c) $x = 15 \mu\text{m}$; (d) $x = 20 \mu\text{m}$, where $n_{\text{ini}} = 0.56n_c$.

时, 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 模式的圆偏振涡旋光在等离子体中传播至不同距离处的电场 E_y 分布. 与图 3 相比, 激光的波前基本上未发生畸变. 这意味着在上述粒子模拟的参数范围内, 激光有质动力效应对波前畸变的影响基本可以忽略.

基于相位修正模型, 分别研究了相对论电子质量修正和激光有质动力效应对电磁波在等离子体中传播的影响. 结果表明, 在上述粒子模拟的参数范围内, 波前畸变现象主要由电子相对论质量修正引起, 激光有质动力的影响基本上可以忽略.

为了进一步验证上述相位修正模型理论结果的正确性, 本文开展了相关的粒子模拟. 根据 (4) 式, 如果等离子体折射率 N 与半径 r 无关, 波前畸变将不会发生. 如果设置等离子体具有初始密度分布 $n(r) = n_{\text{ini}} \gamma = n_{\text{ini}} \sqrt{1 + |\mathbf{E}|^2 / 2E_0^2}$, 根据 (4) 式, 折射率 N 为常数, 波前畸变将被抑制. 其中 $n_{\text{ini}} = 0.56n_c$. 图 5 展示了在粒子模拟中 $t = 400 \text{ fs}$ 时, 强度为 $a = 0.2$ 的 $p = 0$, $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 模式的圆偏振涡旋光在上述具有密度分布 $n(r)$ 的等离子体中传播至

不同距离处, 电场 E_y 的分布. 对比图 1(i)–(l) 可以发现, 通过预设具有密度分布的等离子体对电磁波的相位进行补偿, 可以很好地抑制波前畸变的产生. 这些结果说明在上述粒子模拟的参数范围内, 相对论电子质量修正是波前畸变出现的主要原因, 验证了相位修正模型的合理性与可靠性.

3 分析与讨论

3.1 模式分解

弱相对论涡旋光在传播过程中的波前畸变具有明显的结构特征, 这对应着高阶 LG 模式. 为了加深对波前畸变过程的理解, 对与图 1(l) 及图 3(d) 所示电场 E_y 分布对应的波前复振幅进行 LG 模式分解^[10]:

$$E = \sum_{l,p} A_{l,p} \text{LG}_{l,p}, \quad (8)$$

式中, $\text{LG}_{l,p}$ 表示角向及径向拓扑荷数分别为 l 及 p 的 LG 模式, $A_{l,p} = \iint d\theta dr \text{LG}_{l,p}^* E$ 为相应 LG

模式的系数, 上标 * 表示复共轭. 其中不同 LG 模式的束腰半径 w_0 和入射激光的束腰半径一致. 记 $A_{l,p} = \sqrt{a_{l,p}} \exp(i\phi_{l,p})$, 其中 $a_{l,p}$ 表示不同 LG 模式的能量占比. 保留能量占比 $a_{l,p}$ 最高的前 5 种 LG 模式. 与图 1(l) 对应的粒子模拟的结果为

$$\begin{aligned} E_{\text{simulation}} &= \sqrt{0.68} e^{-1.57i} \text{LG}_{1,0} + \sqrt{0.16} e^{-0.39i} \text{LG}_{1,1} \\ &+ \sqrt{0.027} e^{2.57i} \text{LG}_{1,3} + \sqrt{0.026} e^{2.79i} \text{LG}_{1,4} \\ &+ \sqrt{0.02} e^{3i} \text{LG}_{1,5}, \end{aligned} \quad (9)$$

与图 3(d) 对应的理论模型结果为

$$\begin{aligned} E_{\text{theory}} &= \sqrt{0.83} e^{-2.02i} \text{LG}_{1,0} + \sqrt{0.11} e^{-0.67i} \text{LG}_{1,1} \\ &+ \sqrt{0.014} e^{2.39i} \text{LG}_{1,3} + \sqrt{0.018} e^{2.61i} \text{LG}_{1,4} \\ &+ \sqrt{0.013} e^{2.79i} \text{LG}_{1,5}. \end{aligned} \quad (10)$$

图 6 展示了相应的模式分解结果. 图 6(a) 为不同 l 模式的能量占比, 其中 $a_l = \sum_{p=0}^{10} a_{l,p}$. 粒子模拟和理论模拟的 LG 模式分解结果都表明, 电磁

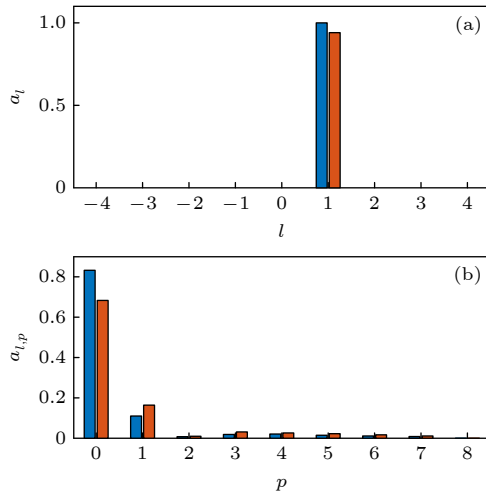


图 6 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在等离子体中传播至 $x = 20 \mu\text{m}$ 处, 对波前复振幅进行 LG 模式分解的结果. (a) 不同 l 模式 ($a_l = \sum_p a_{l,p}$) 的能量占比分布; (b) $l = 1$ 的不同 p 模式的能量占比分布. 图中橙色表示与图 1(l) 对应的粒子模拟结果, 蓝色表示与图 3(d) 对应的理论结果

Fig. 6. The results of LG mode decomposition of wavefront for a $l = 1$, $\sigma_x = 1$ circularly polarized vortex light beam with $a = 0.2$ propagating in a plasma to a distance of $x = 20 \mu\text{m}$: (a) Distribution of $a_l = \sum_p a_{l,p}$; (b) distribution of different p modes for $l = 1$. The orange and blue colors in the figure indicate the results corresponding to Fig. 1(l) and Fig. 3(d), respectively.

波在传播过程中并未引入其他角向拓扑荷数 l 的 LG 模式, 波前畸变主要是由高阶 p 的 LG 模式引起的. 该结果可以在理论上基于相位修正模型进行定性解释. 考虑到激光具有柱对称的光强分布, 根据 (5) 式, 由相对论效应引入的相位 $N(r)k_0L$ 具有柱对称分布, 并未引入新的角向不对称性, 这意味着不会有其他的 l 模式产生.

值得注意的是, 如图 6(b) 所示, 尽管相位修正模型给出了与粒子模拟相似的结果, 但定量上很难做到完全一致. 这主要是由于在相位修正模型中, 忽略了诸如电磁波的衍射折射等效应. 作为简化的理论模型, 其主要适用于相应物理过程的半定量分析, 严格的定量分析仍需从传播方程 (3) 出发.

3.2 线偏振涡旋光

在上述研究中, 主要关注了圆偏振涡旋光在等离子体中传播时的波前畸变情况. 然而, 不同于电子在圆偏振电磁波中运动时的洛伦兹因子 $\gamma = \sqrt{1 + |\mathbf{E}|^2/2E_0^2}$ 为常数, 根据单粒子理论 [37], 电子在线偏振电磁波中运动的洛伦兹因子会存在振荡项. 这使得在分析相对论效应时, 需要对洛伦兹因子 γ 做额外的考虑. 对于弱相对论线偏振电磁波, 忽略振荡项, 近似有零频项 $\gamma_0 \approx 1 + |\mathbf{E}|^2/4E_0^2$. 基于相位修正模型, 本文同样通过预设具有初始密度分布 $n(r)$ 的等离子体对电磁波的相位进行补偿. 图 7(e)–(h) 展示了粒子模拟中强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $p = 0$ 模式的线偏振涡旋光, 在具有初始密度分布 $n(r) = n_{\text{ini}}\gamma_0$ 的等离子体中传播至不同距离处, 电场 E_y 的分布. 对比图 7(a)–(d) 中在均匀密度等离子体中传播的结果, 可以看出波前畸变同样得到了比较好的抑制.

3.3 轴向磁化等离子体中的波前畸变

此外本文还研究了圆偏振涡旋光在轴向磁化等离子体中的传播过程. 图 8(a)–(d) 展示了强度为 $a = 0.2$ 的模式为 $l = 1$, $p = 0$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在均匀轴向磁化等离子体中传播至不同位置处, 电场 E_y 分布. 其中磁场强度为 $B_0 = 1000 \text{ T}$. 可以发现, 涡旋光在传播过程中发生了显著的波前畸变, 并且在 $x = 20 \mu\text{m}$ 处出现了成丝. 基于相位修正模型, 同样可以对该波前畸变进行补偿抑制.

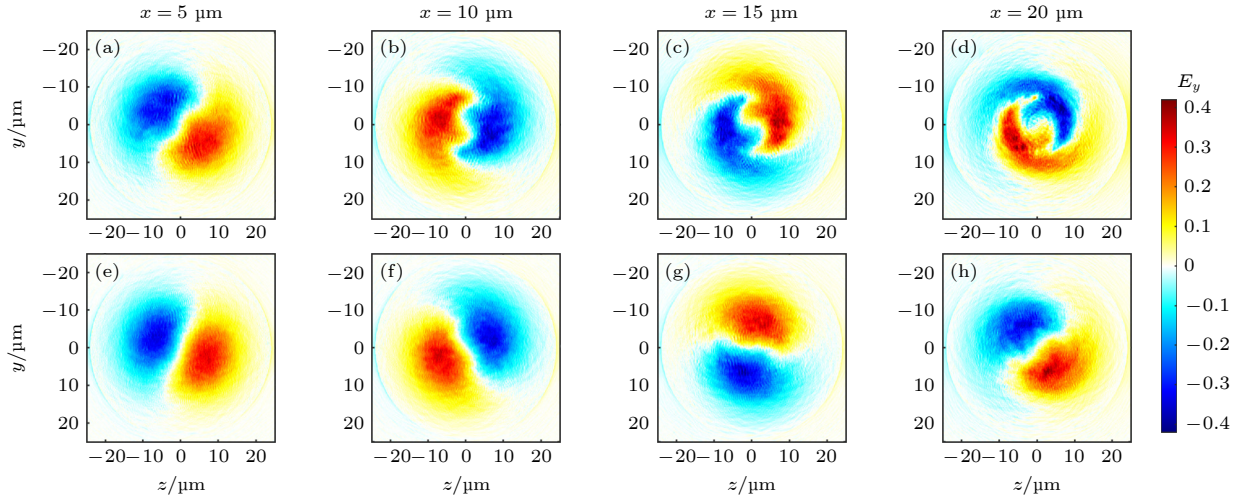


图 7 在三维粒子模拟中, 强度为 $a/\sqrt{2} = 0.2$ 的 $l = 1$, $p = 0$ 的线偏振涡旋光在 (a)–(d) 均匀密度等离子体及 (e)–(h) 预设密度分布 $n(r)$ 等离子中传播至不同距离处的电场 E_y 分布 (a)(e) $x = 5 \mu\text{m}$; (b)(f) $x = 10 \mu\text{m}$; (c)(g) $x = 15 \mu\text{m}$; (d)(h) $x = 20 \mu\text{m}$

Fig. 7. Transverse distributions of electric fields E_y obtained by 3D PIC simulations when a $l = 1$, $p = 0$ linearly polarized vortex light beam with $a/\sqrt{2} = 0.2$ propagating in (a)–(d) uniform plasmas and (e)–(h) plasmas with a predetermined density distribution $n(r)$ over different distances: (a)(e) $x = 5 \mu\text{m}$; (b)(f) $x = 10 \mu\text{m}$; (c)(g) $x = 15 \mu\text{m}$; (d)(h) $x = 20 \mu\text{m}$.

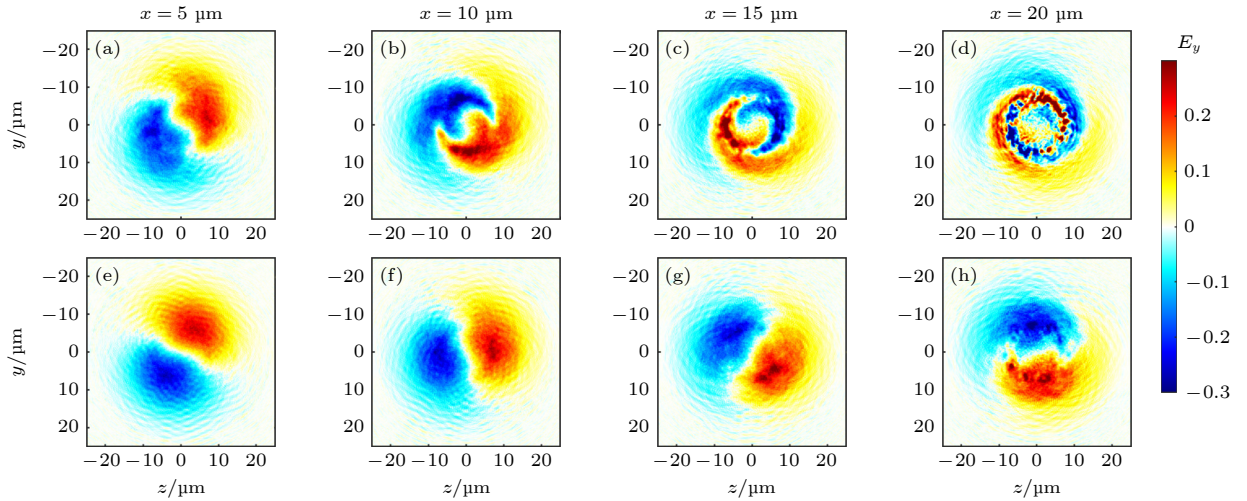


图 8 在三维粒子模拟中, 强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在 (a)–(d) 均匀轴向磁化等离子体及 (e)–(h) 预设密度及轴向磁化的等离子中传播至不同距离处的电场 E_y 分布 (a)(e) $x = 5 \mu\text{m}$; (b)(f) $x = 10 \mu\text{m}$; (c)(g) $x = 15 \mu\text{m}$; (d)(h) $x = 20 \mu\text{m}$

Fig. 8. Transverse distributions of electric fields E_y obtained by 3D PIC simulations when a $l = 1$, $\sigma_x = 1$ circularly polarized vortex light beam with $a = 0.2$ propagating in (a)–(d) uniformly axially magnetized plasmas and (e)–(h) plasmas with a predetermined density and axial magnetization over different distances: (a)(e) $x = 5 \mu\text{m}$; (b)(f) $x = 10 \mu\text{m}$; (c)(g) $x = 15 \mu\text{m}$; (d)(h) $x = 20 \mu\text{m}$.

考虑弱相对论电子质量修正, 右旋 ($\sigma_x = 1$) 圆偏振电磁波在沿轴磁化的等离子体中传播时有色散关系:

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e / \gamma n_c}{1 - \omega_{ce} / \gamma \omega}, \quad (11)$$

式中 $\omega_{ce} = eB_x / m_e$. 通过设置 $n_e = \gamma n_{ini}$, $B_x = \gamma B_0$, 可以得到折射率 N 为常数, 进而可以实现对波前畸变的抑制. 然而需要注意的是, 此时电子

在上述电磁场中运动的洛伦兹因子与非磁化的情况有所不同, 在弱相对论情况下近似有 $\gamma \approx \sqrt{1 + |\mathbf{E}|^2 / [2E_0^2(1 - \omega_{ce}/\omega)^2]}$. 图 8(e)–(h) 展示了强度为 $a = 0.2$ 的 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 圆偏振涡旋光在预设电子密度及磁场的磁化等离子体中传播至不同距离处, 电场 E_y 的分布. 可以看出, 波前畸变得到了比较好的抑制.

值得注意的是, 无论是对于无磁化等离子体还

是磁化等离子体, 涡旋光在其中传播时, 波前畸变是成丝前必然发生的过程. 通过预设密度梯度对波前畸变进行补偿抑制的同时, 可以减缓成丝的发生.

3.4 激光有质动力的影响

在上述粒子模拟中, 由于考虑的是弱相对论强度的涡旋光, 激光有质动力对电子密度的影响较弱, 因而密度分布对波前畸变的影响可以忽略. 然而当激光强度较强 ($a > 1$) 时, 根据 (7) 式, 激光有质动力会显著改变电子密度的分布, 从而导致波前畸变的发生. 另一方面, 在上述粒子模拟中, 并未考虑离子的运动. 当激光在等离子体中传播的特征时间尺度小于 ω_{pi}^{-1} (ω_{pi} 为离子等离子体频率) 时, 这是合适的. 然而当传播的特征时间尺度远大于 ω_{pi}^{-1} 时, 激光有质动力引起的电荷分离场对离子的作用不可忽略, 其会导致等离子体密度的不断堆积, 形成具有明显密度调制的等离子通道. 此时涡旋光的波前不可避免地会受到等离子体密度的影响, 导致波前畸变以及自聚焦的发生.

4 结 论

基于三维粒子模拟, 发现了弱相对论涡旋光在初始均匀密度等离子体中传播时, 会发生波前畸变, 并且在给定等离子体密度时, 畸变的程度与激光强度及传播距离密切相关. 基于简化相位修正模型, 通过考虑电子相对论质量修正, 在理论上对该现象进行了解释, 同时指出可以通过适当的初始密度调制对波前畸变进行补偿抑制. 三维粒子模拟验证了该简化理论模型的准确性及补偿方案的可行性. 对波前复振幅进行 LG 模式分解的结果表明, 波前畸变主要是由高阶 p 的 LG 模式引起, 与其他 l 的 LG 模式无关. 本文工作加深了强涡旋光与等离子体相互作用的认识, 并为进一步设计作用于强涡旋光的等离子体器件提供了参考.

附录 A

图 A1 展示了强度为 $a = 0.2$, 模式为 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在不同密度等离子体中传播至不同距离处, 电场 E_y 分布的对比. 可以发现, 在传播相同距离时, 等离子体密度越高, 相应的波前畸变越明显.

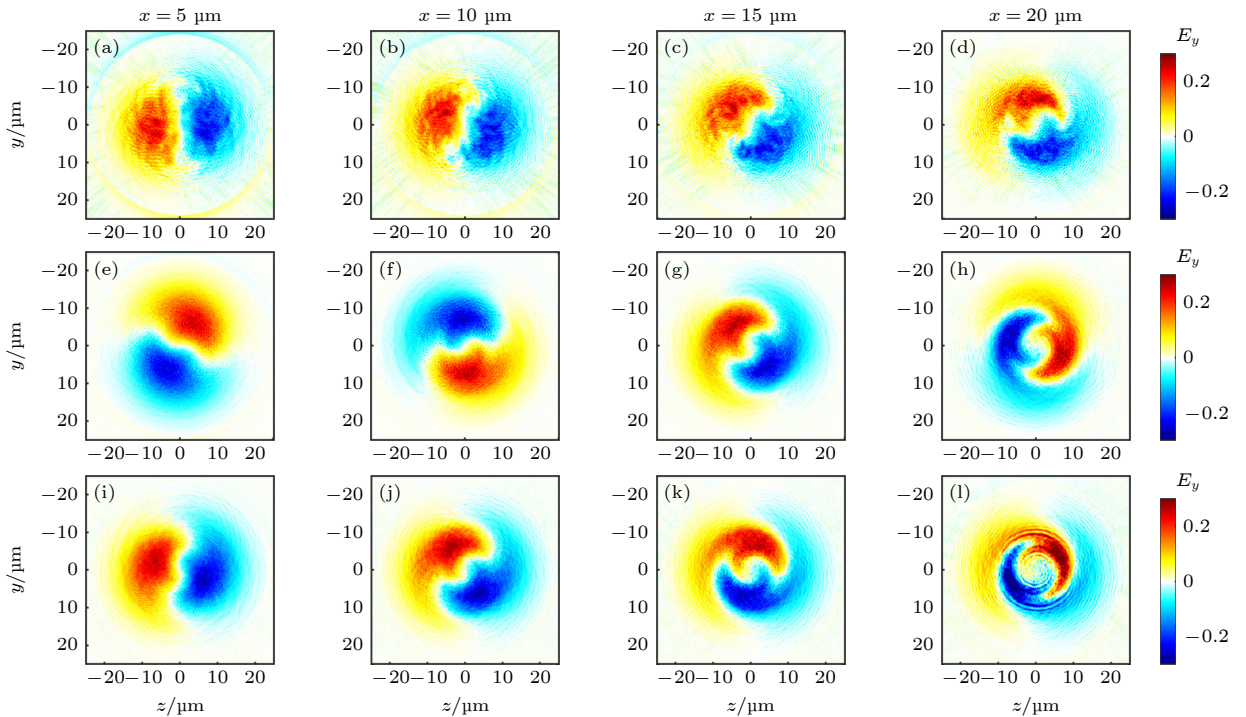


图 A1 三维粒子模拟中, 在不同密度 (a)–(d) $n_e = 0.36n_c$, (e)–(h) $n_e = 0.56n_c$, (i)–(l) $n_e = 0.64n_c$ 下, 强度为 $a = 0.2$, 模式为 $l = 1$, $\sigma_x = 1$ 的圆偏振涡旋光在等离子体中传播至不同距离 (a)(e)(i) $x = 5 \mu\text{m}$, (b)(f)(j) $x = 10 \mu\text{m}$, (c)(g)(k) $x = 15 \mu\text{m}$, (d)(h)(l) $x = 20 \mu\text{m}$ 处, 对应的电场 E_y 分布

Fig. A1. Transverse distributions of electric fields E_y obtained by 3D PIC simulations for different plasma densities (a)–(d) $n_e = 0.36n_c$, (e)–(h) $n_e = 0.56n_c$, (i)–(l) $n_e = 0.64n_c$, when a $a = 0.2$ circularly polarized vortex light beam with $l = 1$, $\sigma_x = 1$ propagates in the plasma over different distances (a)(e)(i) $x = 5 \mu\text{m}$, (b)(f)(j) $x = 10 \mu\text{m}$, (c)(g)(k) $x = 15 \mu\text{m}$, (d)(h)(l) $x = 20 \mu\text{m}$.

参考文献

- [1] Beth R A 1936 *Phys. Rev.* **50** 115
- [2] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [3] He H, Friese M E J, Heckenberg N R, Rubinsztein-Dunlop H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 826
- [4] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y, Yue Y, Dolinar S, Tur M, Willner A E 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
- [5] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y, Tur M, Kristensen P, Huang H, Willner A E, Ramachandran S 2013 *Science* **340** 1545
- [6] Tamburini F, Anzolin G, Umbriaco G, Bianchini A, Barbieri C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 163903
- [7] Harwit M 2003 *The Astrophysical Journal* **597** 1266
- [8] Tamburini F, Thidé B, Molina-Terriza G, Anzolin G 2011 *Nat. Phys.* **7** 195
- [9] Tamburini F, Thidé B, Della Valle M 2019 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **492** L22
- [10] Shi Y, Shen B, Zhang L, Zhang X, Wang W, Xu Z 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 235001
- [11] Vieira J, Trines R M G M, Alves E P, Fonseca R A, Mendonca J T, Bingham R, Norreys P, Silva L O 2016 *Nat. Commun.* **7** 10371
- [12] Leblanc A, Denoeud A, Chopineau L, Mennerat G, Martin P, Quéré F 2017 *Nat. Phys.* **13** 440
- [13] Qu K, Jia Q, Fisch N J 2017 *Phys. Rev. E* **96** 053207
- [14] Shi Y, Blackman D, Stutman D, Arefiev A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 234801
- [15] Vieira J, Mendonca J T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 215001
- [16] Brabetz C, Busold S, Cowan T, Deppert O, Jahn D, Kester O, Roth M, Schumacher D, Bagnoud V 2015 *Phys. Plasmas* **22** 013105
- [17] Zhang X, Shen B, Zhang L, Xu J, Wang X, Wang W, Yi L, Shi Y 2014 *New J. Phys.* **16** 123051
- [18] Willim C, Vieira J, Malka V, Silva L O 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 023083
- [19] Zhang X, Shen B, Shi Y, Wang X, Zhang L, Wang W, Xu J, Yi L, Xu Z 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 173901
- [20] Denoeud A, Chopineau L, Leblanc A, Quéré F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 033902
- [21] Wang J W, Zepf M, Rykovanov S G 2019 *Nat. Commun.* **10** 5554
- [22] Li S, Zhang X, Gong W, Bu Z, Shen B 2020 *New J. Phys.* **22** 013054
- [23] Chen Y Y, Li J X, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 074801
- [24] Zhu X L, Chen M, Yu T P, Weng S M, Hu L X, McKenna P, Sheng Z M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 174102
- [25] Ali S, Davies J R, Mendonca J T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 035001
- [26] Shi Y, Vieira J, Trines R M G M, Bingham R, Shen B F, Kingham R J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 145002
- [27] Longman A, Fedosejevs R 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 043180
- [28] Liu W, Jia Q, Zheng J 2023 *Matter Radiat. Extremes* **8** 014405
- [29] Wang W P, Jiang C, Shen B F, Yuan F, Gan Z M, Zhang H, Zhai S H, Xu Z Z 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 024801
- [30] Baumann C, Pukhov A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083114
- [31] Mendonca J T, Thidé B, Then H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 185005
- [32] Nuter R, Korneev P, Tikhonchuk V T 2022 *Phys. Plasmas* **29** 062101
- [33] Ji Y, Lian C W, Shi Y, Yan R, Cao S, Ren C, Zheng J 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** L022025
- [34] Ju L B, Huang T W, Xiao K D, Wu G Z, Yang S L, Li R, Yang Y C, Long T Y, Zhang H, Wu S Z, Qiao B, Ruan S C, Zhou C T 2016 *Phys. Rev. E* **94** 033202
- [35] Fan H L, Guo Z J, Li M Q, Zhuo H B 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 014206 (in Chinese) [范海玲, 郭志坚, 李明强, 卓红斌 2023 物理学报 **72** 014206]
- [36] Arber T D, Bennett K, Brady C S, Lawrence-Douglas A, Ramsay M G, Sircombe N J, Gillies P, Evans R G, Schmitz H, Bell A R, Ridgers C P 2015 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 113001
- [37] Gibbon P 2005 *Short Pulse Laser Interactions With Matter: an Introduction* (London: Imperial College Press) pp31–36, 84, 92, 99, 106
- [38] Esarey E, Ting A, Sprangle P, Umstadter D, Liu X 1993 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21** 95
- [39] Sheng Z M 2014 *Advances in High Field Laser Physics* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) pp21 (in Chinese) [盛政明 2014 强场激光物理研究前沿 (上海: 上海交通大学出版社) 第 21 页]
- [40] Liu C, Tripathi V, Eliasson B 2019 *High-Power Laser-Plasma Interaction* (Cambridge: Cambridge University Press) p89

Wavefront distortion and compensation for weakly relativistic vortex beams propagating in plasma^{*}

Liu Wei¹⁾ Jia Qing^{1)†} Zheng Jian¹⁾²⁾

1) (*Department of Plasma Physics and Fusion Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 11 October 2023; revised manuscript received 2 November 2023)

Abstract

The propagation of electromagnetic wave in plasma is one of the long-standing concerns in the field of laser plasma, and it is closely related to the researches of radiation source generation, particle acceleration, and inertial confinement fusion. Recently, the proposal of various schemes for generating intense vortex beams has led to an increasing number of researchers focusing on the interaction between intense vortex beams and plasmas, resulting in significant research progress in various areas, such as particle acceleration, high-order harmonic generation, quasi-static self-generated magnetic fields, and parametric instability. Compared with traditional Gaussian beams, vortex beams, featuring their hollow amplitudes and helical phases, can exhibit novel phenomena during propagating through plasma. In this work, we primarily focus on studying the influence of the propagation process on the wave structure of vortex beams before filamentation occurs. The three-dimensional particle-in-cell simulations show that weakly relativistic vortex beams exhibit wavefront distortion during their propagation in plasma. The distortion degree is closely related to the intensity of the electromagnetic wave and the propagation distance for a given plasma density. This phenomenon is theoretically explained by using a phase correction model that considers the relativistic mass correction of electrons. Additionally, we demonstrate that the wavefront distortion can be compensated for and suppressed by appropriately modulating the initial plasma density, as confirmed by three-dimensional particle simulations. The results of decomposing the wavefront into Laguerre-Gaussian (LG) mode components indicate that the wavefront distortion is primarily caused by high-order p LG modes, and it is independent of other l LG modes. Additionally, we extend the present investigation to the propagation of vortex beams in axially magnetized plasma, where the phase correction model can also effectively explain the occurrence of wavefront distortion. Our work can deepen the understanding of the interaction between plasma and strong vortex beams, and provide some valuable references for designing plasma devices serving as the manipulation of intense vortex beams in future research.

Keywords: laser plasma physics, vortex beam, nonlinear propagation, particle-in-cell simulation

PACS: 52.38.-r, 52.65.Rr, 42.65.Jx

DOI: [10.7498/aps.73.20231635](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231635)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11975014) and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XDA25050400, XDA25010200).

[†] Corresponding author. E-mail: qjia@ustc.edu.cn



弱相对论涡旋光在等离子体中传播的波前畸变及补偿

刘伟 贾青 郑坚

Wavefront distortion and compensation for weakly relativistic vortex beams propagating in plasma

Liu Wei Jia Qing Zheng Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 055203 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231635

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231635>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

外加电场作用下的壁面约束衰亡等离子体中带电粒子非平衡输运特性

Non-equilibrium transport of charged particles in a wall-confined decaying plasma under an externally applied electric field

物理学报. 2022, 71(23): 232801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221431>

相干合成涡旋光束的螺旋谱分析及应用研究

Spiral spectrum analysis and application of coherent synthetic vortex beams

物理学报. 2019, 68(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190880>

涡旋光束在双拉盖尔-高斯旋转腔中的非互易传输

Nonreciprocal transmission of vortex beam in double Laguerre-Gaussian rotational cavity system

物理学报. 2022, 71(15): 150701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220191>

贝塞尔-高斯涡旋光束相干合成研究

Generation of Bessel-Gaussian vortex beam by combining technology

物理学报. 2018, 67(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180325>

基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>

基于电光晶体平板部分相位调制动态产生涡旋光束

Dynamic generation of vortex beam based on partial phase modulation of electro-optical crystal plate

物理学报. 2022, 71(20): 207801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220835>