

等离子体中涡旋光束自聚焦与成丝现象的模拟研究*

范海玲 郭志坚 李明强 卓红斌†

(深圳技术大学工程物理学院, 深圳 518118)

(2022年6月23日收到; 2022年9月23日收到修改稿)

涡旋光束在低密度等离子体传输过程中出现的非线性物理效应与光子携带的轨道角动量(拓扑荷)存在密切关联. 基于亥姆霍兹方程理论获得描述涡旋光束传输的旁轴近似方程, 解析求出涡旋光束在低密度等离子体中传输的自聚焦临界功率表达式. 利用分步傅里叶数值方法, 针对不同参数条件下涡旋光束的自聚焦和成丝现象进行了模拟分析. 研究表明, 涡旋光束的拓扑荷数决定了自聚焦临界功率大小. 涡旋光束发生成丝不稳定性现象的功率阈值和最大成丝数目与拓扑荷数存在密切关联.

关键词: 涡旋光束, 自聚焦, 成丝不稳定性, 非线性传输

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Sf, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.72.20221232

1 引言

强激光自聚焦以及成丝不稳定性现象是激光等离子体物理研究的重要内容^[1]. 在间接驱动激光核聚变点火实验中, 多路激光束在黑腔等离子体中传输, 极易触发自聚焦和成丝不稳定现象^[2]. 该现象直接破坏激光束强度分布的均匀性, 进而影响激光-X射线转化效率和X射线辐照均匀性; 同时还可能触发各类参量不稳定性, 导致超热电子的产生, 间接影响内爆靶丸的压缩效率. 在相对论强场物理范畴, 自聚焦效应能够导致局部光强大幅增强, 产生传输通道电子排空以及形成稳定的激光传输通道^[3]. 伴随着激光自聚焦和成丝过程, 还可能出现自生磁场产生以及高能电子加速等复杂物理现象. 激光自聚焦以及成丝不稳定性现象的大量研究工作主要集中在理想高斯光束的参数条件下. 近期, 涡旋光束作为一种光强分布为环状, 波前相位

为螺旋状的光束, 其在传统介质中传输发生的非线性效应与光子携带的轨道角动量(拓扑荷)存在密切关联, 引起了研究人员的广泛关注. Kruglov等^[4]研究发现涡旋光束自聚焦临界功率与拓扑荷数呈正相关关系, Feit和Fleck^[5]通过数值模拟发现携带轨道角动量的涡旋光束能稳定传输更长的距离, 同时涡旋光束在自聚焦后会出现成丝和光束破裂现象. Vuong等^[6]通过实验和数值分析表明涡旋光束拓扑荷数以及初始功率的增大都会使光束成丝数目变多. 近期, 利用涡旋激光束开展激光粒子加速^[7]、高次谐波产生^[8]、以及利用受激拉曼放大实现高功率涡旋激光束^[9]等相关研究成为激光等离子体物理研究的热点方向.

本文针对高功率涡旋光束在低密度等离子体传输过程中的自聚焦和成丝过程开展理论分析和数值计算研究. 基于亥姆霍兹方程, 理论推导出描述涡旋光束传输的旁轴近似方程, 解析获得涡旋光束的自聚焦临界功率表达式. 在此基础上, 利用分

* 国家自然科学基金(批准号: 12075157)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhuohongbin@sztu.edu.cn

步傅里叶数值方法求解波动方程, 并对不同参数条件下涡旋光束在低密度等离子体中传输特性进行了分析计算. 模拟结果显示, 涡旋光束的拓扑荷数越大, 对应的自聚焦临界功率越大. 当激光初始功率足够大时, 涡旋光在自聚焦过程中会出现环状结构破裂成丝的现象, 其成丝数目与拓扑荷数呈现整数倍关系. 随着成丝不稳定性现象的不断发展, 涡旋光束成丝过程的后期能够激励产生更高阶的调制不稳定性模式. 在多重调制不稳定性模式共同作用下, 涡旋光束会出现成丝结构强度分布的角向调制现象.

2 理论分析

考虑一束线极化涡旋激光束沿 z 方向在均匀等离子体中传输的物理过程. 近似忽略各类激光散射等离子体不稳定过程, 并假定激光场有质动力与等离子体空间电荷分离场达到热平衡状态, 则描述激光电场传播的标量亥姆霍兹方程形式如下^[10,11]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\omega_0^2}{c^2} n^2 E = 0, \quad (1)$$

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_0^2} \exp(-\beta|E|^2), \quad (2)$$

$$\omega_{p0}^2 = 4\pi n_{e0} e^2 / m_e, \quad (3)$$

$$\beta = \frac{e^2}{4m_e \omega_0^2 (T_e + T_i)}, \quad (4)$$

其中, ω_0 为激光频率, c 为真空光速, n 为激光有质动力作用下的等离子体折射率, ω_{p0} 为背景等离子体频率, n_{e0} 为背景等离子体初始电子密度, e 为电子电荷, m_e 为电子静止质量, T_e 和 T_i 分别代表电子和离子温度. 采用傍轴近似描述电场, 令 $E(x, y, z) = \frac{1}{2} E(x, y, z) \exp(-ik_0 z) + \text{c.c.}$, 且满足 $|\partial^2 E / \partial z^2| \ll k_0^2 |E|$, 由 (1) 式可得:

$$\begin{aligned} & -2ik_0 c^2 \frac{\partial E}{\partial z} + c^2 \nabla_{\perp}^2 E - \Gamma^2 E \\ & + \omega_{p0}^2 E [1 - \exp(-\beta|E|^2)] = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

式中,

$$\Gamma^2 \equiv k_0^2 c^2 - \omega_0^2 + \omega_{p0}^2 \quad (6)$$

为激光波数的非线性变化量, 在柱坐标下拉盖尔-高斯激光束 LG_0^m 电场的通解形式可以表示为^[12-16]

$$E(r, z) = E_0(r, z) \exp(im\varphi - ik_0 s), \quad (7)$$

$$E_0(r, z) = \frac{E_0}{f} \left(\frac{r}{af} \right)^{|m|} \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2 f^2}\right), \quad (8)$$

$$f = f(z), \quad s = \frac{r^2}{2} \frac{1}{f} \frac{df}{dz} + \psi(z), \quad (9)$$

式中, m 代表拓扑荷数, $\varphi = \tan^{-1}(y/x)$ 代表方位角, a 代表初始光束半径, f 代表光束半径在传输过程中的缩放因子. 将上述通解形式代入 (5) 式, 并定义 $r = (\eta + \sqrt{m})af$ 及 $F_1 = f^{-2} E_0^2 m^m \exp(-m)$, 可以得到^[17]

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = \frac{1}{k_0^2 a^4 f^3} - \frac{2}{a^2 f} \frac{\omega_{p0}^2}{k_0^2 c^2} \cdot \beta F_1 \exp(-\beta F_1), \quad (10)$$

$$\frac{d\psi(z)}{dz} = -\frac{m+1}{k_0^2 a^2 f^2} - \frac{\Gamma^2}{2k_0^2 c^2} + \frac{\omega_{p0}^2}{2k_0^2 c^2} [1 - \exp(-\beta F_1)]. \quad (11)$$

(10) 式和 (11) 式具体描述了光束半径缩放因子 f 和相位差 ψ 随激光传输距离 z 的变化情况. 这里, 令 $f = 1$ 且 $d/dz = d^2/dz^2 = 0$, 表示光束半径和振幅在传输过程中维持不变, 由 (10) 式和 (11) 式即可得到光束传输的稳态解:

$$a_E^2 = \frac{c^2}{\omega_{p0}^2} \frac{1}{2\beta F_{10}} \exp(\beta F_{10}), \quad (12)$$

$$k_0^2 c^2 = \omega_0^2 - \omega_{p0}^2 \exp(-\beta F_{10}) - \frac{2c^2}{a_E^2} (m+1), \quad (13)$$

$$F_{10} = E_0^2 m^m \exp(-m). \quad (14)$$

上述稳态解实际上代表了自聚焦效应和衍射效应两者平衡的激光束传输状态, 其对应的激光功率值即为自聚焦临界功率. 将 (12)–(14) 式各项值代入激光功率表达式 $P = \frac{c\varepsilon_0^{1/2}}{8\pi} \int |E|^2 dx dy$, 最终得到的拉盖尔光束自聚焦临界功率表示式为^[1,18]

$$\begin{aligned} P_c^{(m)} &= \frac{m! e^m}{m^m} n_{e0} (T_e + T_i) \left(\frac{k_0 c^2}{\omega_0} \right) \\ &\times (\pi \lambda_v^2) \left[\pi^{-2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{p0}} \right)^4 \right], \end{aligned} \quad (15)$$

其中, λ_v 为激光的真空波长. 依据上述理论结果, 对于给定的初始涡旋光束等离子体参数条件, 如果入射功率大于临界功率值 P_c , 则激光传输过程中光束半径会逐渐减小, 即发生自聚焦现象. 当入射功率小于临界功率值 P_c , 则激光传输过程中光束半径会逐渐增大, 即发生散焦现象. 图 1 给出了 $n = 0.05n_c, 0.1n_c, 0.15n_c, 0.2n_c$ 四组初始等离子体密度下自聚焦临界功率 $P_c^{(m)}$ 随拓扑荷数 m 变

化的关系曲线, 等离子体温度设定为 $T_e + T_i = 3.5$ keV. 如图 1 所示, 自聚焦临界功率大小与拓扑荷数呈现正相关关系. 同时, 自聚焦临界功率与初始等离子体密度呈反相关. 初始等离子体密度越大, 有质动力的作用下等离子体密度区域不均匀性会越强, 从而导致局部区域内的折射率增大, 进而使得激光更容易发生聚焦效应, 自聚焦临界功率值更小.

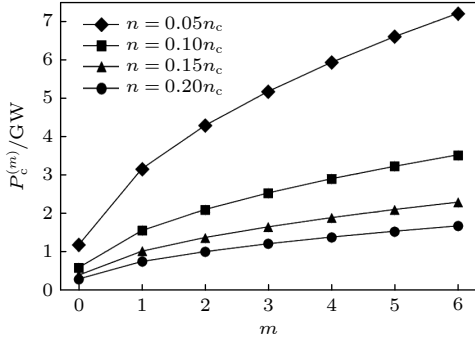


图 1 不同等离子体密度下的自聚焦临界功率 $P_c^{(m)}$ 与拓扑荷数 m 的关系曲线

Fig. 1. The relationship between the critical power for self-focusing $P_c^{(m)}$ and the topological charge m at different plasma densities.

3 数值模拟方法

上述解析理论能够较好地描述整体涡旋光束的传输和自聚焦行为, 然而对于涡旋光束发生强自聚焦现象并可能导致成丝不稳定性的物理过程, 必须借助数值模拟方法来精确求解亥姆霍兹方程. 根据 Feit 和 Fleck^[5,19] 提出的数值模型, 将 (1) 式改写为如下形式:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \pm i \left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega_0^2}{c^2} n^2 \right)^{1/2} E, \quad (16)$$

式中,

$$n = n_0 + \frac{\beta \omega_{p0}^2}{2n_0 \omega_0^2} |E|^2, \quad (17)$$

为非线性等离子体折射率^[20], 由线性折射率 $n_0 = \sqrt{1 - \omega_{p0}^2/\omega_0^2}$ 和激光有质动力项 $|E|^2$ 导致的非线性变化量组成. 假定光束空间传输距离 Δz 足够小, 且 Δz 内折射率变化可忽略, 则 (16) 式解的形式可以表示为

$$E(x, y, \Delta z) = \exp \left[i \Delta z \left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega_0^2}{c^2} n^2 \right)^{1/2} \right] E(x, y, 0), \quad (18)$$

上式等号右边根号项可进一步展开为

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega_0^2}{c^2} n^2 \right)^{1/2} \sim \frac{\nabla_{\perp}^2}{(\nabla_{\perp}^2 + k^2)^{1/2} + k} + k + \chi, \quad (19)$$

式中, $k = n_0 \omega_0 / c$, $\chi = k(n/n_0 - 1)$. 令 $E(x, y, z) = E(x, y, z) \exp(ikz)$, 并对振幅项作傅里叶级数展开

$$E(x, y, z) = \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} \sum_{n=-N/2+1}^{N/2} \mathcal{E}_{mn}(z) \times \exp \left[\frac{2\pi i}{L} (mx + ny) \right], \quad (20)$$

代入 (18) 式, 最终可以得到傅里叶电场振幅项的数值求解形式:

$$\begin{aligned} & \mathcal{E}_{mn}(\Delta z) \\ &= \exp \left\{ \frac{i \Delta z}{2} \left[\frac{-k_{\perp}^2}{(-k_{\perp}^2 + k^2)^{1/2} + k} \right] \right\} \exp(i \Delta z \chi) \\ & \times \exp \left\{ \frac{i \Delta z}{2} \left[\frac{-k_{\perp}^2}{(-k_{\perp}^2 + k^2)^{1/2} + k} \right] \right\} \mathcal{E}_{mn}(0), \end{aligned} \quad (21)$$

其中, $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $k_x = (2\pi m)/L_x$, $k_y = (2\pi n)/L_y$, $L_x \times L_y$ 为物理问题横向空间大小. (16)–(21) 式构成完备求解激光自聚焦物理过程的计算模型. 已知初始激光入射边界位置的激光电场分布形式, 通过设定空间网格大小, 利用傅里叶变换计算可以得到 $z = 0$ 位置 (k_x, k_y) 空间电场振幅 $\mathcal{E}_{mn}(0)$, 再利用 (21) 式就可以迭代计算出激光传输方向各个位置的 (k_x, k_y) 空间电场分量 $\mathcal{E}_{mn}(z)$, 利用傅里叶反变换可以最终确定实空间电场分布情况. 具体模拟中, 选取径向指数为 0, 拓扑荷数为 m 的拉盖尔-高斯模式 LG_0^m 来描述入射涡旋光束, 其电场形式为

$$E(x, y, 0) = E_0 \frac{1}{\sqrt{m!}} \left(\frac{\sqrt{(x^2 + y^2)}}{a_0} \right)^m \times \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2} \right) \exp(im\varphi), \quad (22)$$

其中, E_0 是电场振幅, a_0 为初始光斑大小. 由于涡旋光束存在相位奇点, 用 a_0 来描述涡旋光的光斑半径是不合适的, 这里采用横向电场振幅最大值处的圆周半径 $r_m = \sqrt{m} a_0$ 来描述涡旋光束的光斑尺寸. 当 $m = 0$ 时, 上式退化为标准的高斯光束表达形式.

4 模拟结果分析与讨论

依据 (16)—(22) 式, 编写完成三维激光传输模拟程序, 并利用该程序模拟研究涡旋光束在低密度等离子体传输过程中的自聚焦和成丝现象. 选择 LG_0^4 模式作为入射涡旋光束, 激光功率在 $0.5P_c^{(4)}$ — $20P_c^{(4)}$ 范围内取值. 具体模拟参数设定如下: 激光波长为 $\lambda_v = 1 \mu\text{m}$, 入射焦斑半径为 $r_m = 20 \mu\text{m}$, 初始等离子体密度为 $0.1n_c$, n_c 为等离子体电子临界密度, 等离子体温度为 $T_e + T_i = 3.5 \text{ KeV}$, 横向空间网格划分为 512×512 , 横向网格大小为 $\Delta x = \Delta y = 0.4\lambda$, 纵向传输步长为 $\Delta z = 4\lambda$. 模拟结果显示, 当入射激光功率远小于 $P_c^{(4)}$ 时, 涡旋光束的传输行为呈现散焦的状态. 当入射激光功率大于或等于 $P_c^{(4)}$ 时, 涡旋光束传输出现自聚焦现象.

图 2 给出 4 组不同功率下 LG_0^4 涡旋光束峰值光强随传输距离变化的模拟对比图. 图 2(a) 显示, 当入射激光功率等于 $P_c^{(4)}$ 时, 涡旋光束传输能够维持一定长度的稳定距离. 不过, 随着传输距离的不断增大, 峰值光强出现下降趋势. 在 $1400 \mu\text{m}$ 的传输距离位置, 峰值光强已降至初始强度的 0.2 倍. 图 2(b) 显示, 当入射功率增大到 $5P_c^{(4)}$ 时, 涡旋光束在 270λ 位置附近发生明显的增强现象, 峰值光强最大值超过了 $2.0I_0$. 随后, 峰值光强随传输距离增加而逐渐下降. 在 $1400 \mu\text{m}$ 的位置, 峰值光强降至 $0.8I_0$. 图 2(c) 显示, 当入射功率达到 $6P_c^{(4)}$ 时, 峰值光强最大值位置较之于前者明显前移, 在 $250 \mu\text{m}$ 处峰值光强最大值接近 $2.5I_0$. 随后, 峰值光强逐渐下降至 $2.0I_0$, 并在此后的传输过程中基本维持不变. 图 2(d) 显示, 当入射功率达到 $7P_c^{(4)}$ 时, 涡旋光束在传输过程中存在多次光强增强现象. 第一次较弱的自聚焦现象发生在 $220 \mu\text{m}$ 位置, 第二次光强增强现象出现在 $1100 \mu\text{m}$ 附近的位置, 此处峰值光强最大值已超过初始光强的 100 倍以上. 随后, 峰值光强在 $30 \mu\text{m}$ 的距离内迅速下降至约 $10I_0$. 在 $1200 \mu\text{m}$ 的位置, 涡旋光束发生第三次自聚焦现象, 峰值光强最大值约为 $34I_0$.

图 3 给出 $P = 5P_c^{(4)}$, $6P_c^{(4)}$, $7P_c^{(4)}$ 三组 LG_0^4 涡旋光束在不同位置的光强横向分布图. 对于前两组情况, 我们发现涡旋激光在传输过程中横向拓扑结构基本维持不变, 呈现空心环状结构. 只是随着功率的增大, 发生光强增强现象位置提前, 在同一位

置上的环状结构半径会有所减小. 很显然, 在忽略激光功率损失的条件下, 环形光束半径的减小, 即整体光束的自聚焦现象, 必然导致激光峰值光强的增大. 对于 $P = 7P_c^{(4)}$ 的情况, 涡旋激光在传输至 $1100 \mu\text{m}$ 的位置时 (即最大峰值光强所在位置), 环状结构半径减小至初始半径的 60%. 值得注意的是, 涡旋光束的拓扑位型发生明显变化, 由初始阶段的环状结构破裂成为环状成丝结构. 由图 3(i) 可以清晰辨别出八条轴对称且沿角向周期分布的亮丝结构. 图 4 具体给出 $P = 7P_c^{(4)}$ 条件下涡旋光束由自聚焦过程向成丝过程演化的三维光强分布图. 其中, 成丝不稳定性现象主要发生在 1000 — $1200 \mu\text{m}$ 区间位置, 涡旋光束首先发生强自聚焦现象, 当涡旋光束半径减小到 $15 \mu\text{m}$ 大小, 在环状结构上出现明显的强度调制. 随着传输距离的继续增大, 调制幅度不断增大并最终导致整体环状结构破裂成丝. 当成丝过程完成后, 涡旋光束以全新的拓扑位型继续传播. 对比图 2(d) 可知, 成丝发生的过程中涡旋光束半径和最大峰值光强均出现极为剧烈的变化.

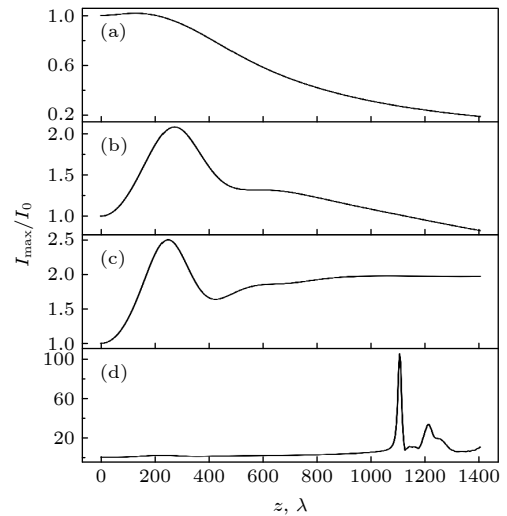


图 2 不同功率下 LG_0^4 涡旋光束峰值光强随传输距离变化的模拟对比图 (a) $P = P_c^{(4)}$; (b) $P = 5P_c^{(4)}$; (c) $P = 6P_c^{(4)}$; (d) $P = 7P_c^{(4)}$

Fig. 2. Normalized maximum intensity of vortex beams with different input powers versus propagation distance for $m = 4$: (a) $P = P_c^{(4)}$; (b) $P = 5P_c^{(4)}$; (c) $P = 6P_c^{(4)}$; (d) $P = 7P_c^{(4)}$.

Firth 和 Skryabin^[21] 利用角向调制不稳定性理论模型对涡旋光束在非线性光学介质中的成丝现象给出了合理的解释. 研究表明, 调制不稳定性最大增长模式和增长率由涡旋光束的入射功率和

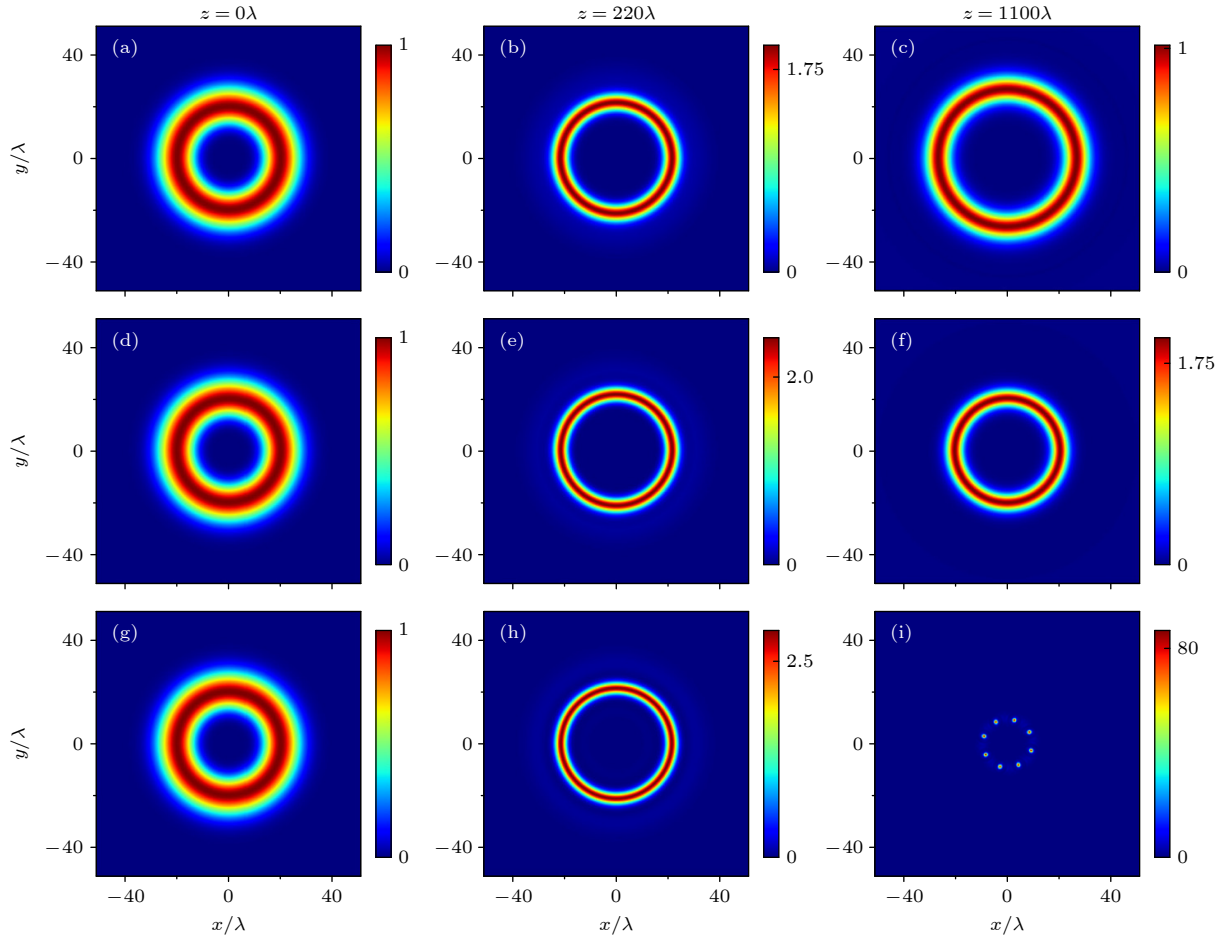


图 3 不同功率下涡旋光束传输至不同位置的光强横向分布图 (a)–(c) $P = 5P_c^{(4)}$; (d)–(f) $P = 6P_c^{(4)}$; (g)–(i) $P = 7P_c^{(4)}$

Fig. 3. Intensity distribution of vortex beams with different input powers at different positions: (a)–(c) $P = 5P_c^{(4)}$; (d)–(f) $P = 6P_c^{(4)}$; (g)–(i) $P = 7P_c^{(4)}$. The initial parameters are the same as in Fig. 1.

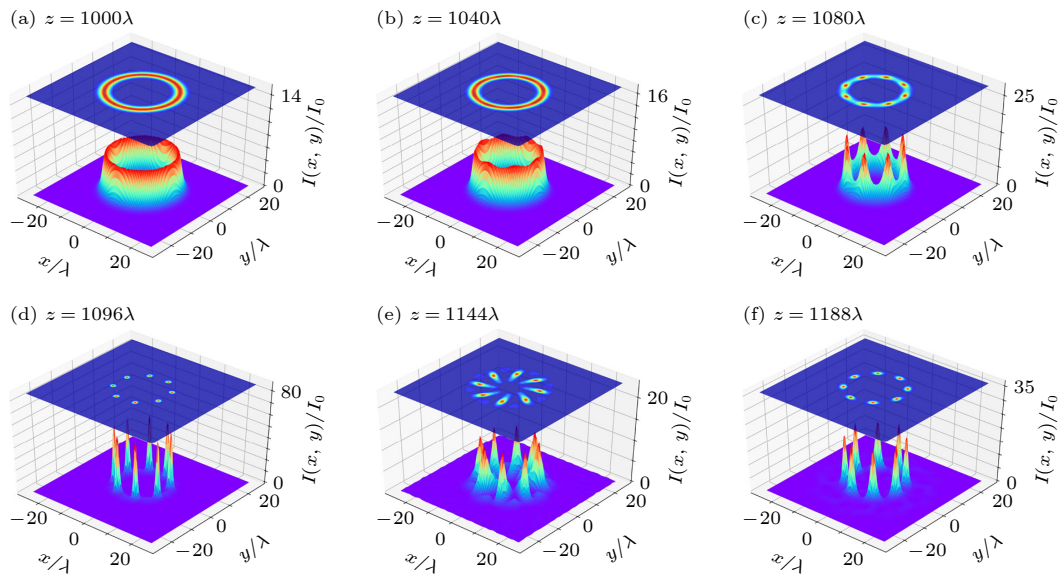


图 4 $P = 7P_c^{(4)}$ 条件下 LG_0^4 涡旋光束由自聚焦过程向成丝过程演化的三维光强分布图

Fig. 4. Evolution of the self-focusing and filament formation of a vortex beam as a function of propagation distance, where $m = 4$ and $P \approx 7P_c^{(4)}$ are taken.

拓扑荷数 m 值来决定. 对于各向同性的克尔介质, 三阶 $\chi^{(3)}$ 非线性极化决定了引起的折射率变化, 最大成丝数目与拓扑荷数必须满足整数倍数关系. 由前面的理论分析可知, 等离子体折射率的非线性变化量表示为 $\Delta n = (n - n_0) \propto |E|^2$, 同样满足上述非线性极化关系. 图 4 中观察到的 LG_0^4 模式涡旋光束的成丝数目恰好为拓扑荷数的 2 倍, 初步表明角向调制不稳定性理论模型同样适用于超强涡旋光束在低密度高温等离子体中成丝现象的解释.

为进一步分析涡旋光束在等离子体中发生成丝的规律, 给出了 $P = 10P_c^{(4)}$, $15P_c^{(4)}$ 两组参数下 LG_0^4 涡旋光束成丝现象的模拟结果, 如图 5 所示. 当 $P = 10P_c^{(4)}$, 成丝数目增大到 12 条, 当 $P = 15P_c^{(4)}$, 成丝数目增大到 16 条. 很显然, 随着入射激光功率的进一步提升, 涡旋光束的成丝数目出现了成倍数的增加, 并且每次增加的成丝数目均为涡旋光束的拓扑荷数. 接下来, 改变涡旋光束的初始拓扑荷数, 调整入射激光功率大小, 进一步观察涡旋光束的成丝数目的差异性. 图 6 给出 LG_0^2 模、 LG_0^6 模涡旋光束成丝现象的模拟结果. 当入射功率增大到 $5P_c^{(2)}$ 时, 模拟观察到 LG_0^2 模的成丝现象, 成丝数目为 4 条, 是拓扑荷数的 2 倍. 对于 LG_0^6 模而言, 当入射功率达到 $7P_c^{(6)}$ 时才开始发生自聚焦成丝现象, 成丝数目为 12 条, 同样为拓扑荷数的 2 倍. 很显然, 模拟发现的成丝规律与理论模型结果 [21]

以及文献 [22] 报道的传统光学介质的实验结果十分符合, 这表明等离子体作为非线性光学介质同样具有良好的稳定性和可靠性. 这里值得注意的是, 随着成丝不稳定性现象的不断发展, 我们发现 LG_0^6 模涡旋光束生成的成丝结构的强度分布会出现明显的调制现象. 如图 6(e) 和图 6(f) 的光强分布图所示, LG_0^6 模生成的 12 条光丝可以根据强度差异分成 3 组 (图中相同的数字对应细丝光强相同), 每组包含 4 条强度相同的光丝, 同样呈现角向周期分布特性. Firth 和 Skryabin [21] 提出的一阶线性微扰模型并不适用于这种强非线性物理现象解释. 这里, 我们认为是涡旋光束成丝过程的后期, 更高阶的调制不稳定性模式被激励起来. 在多重调制不稳定性模式的共同作用下, 形成了模拟中观察到的成丝结构强度分布的角向调制现象.

等离子体作为非线性光学媒介来实现短脉冲超强激光放大是目前国际上超强激光研制技术的热点方向之一. 依据文献 [23] 提出的增益模型, 利用等离子体受激拉曼散射放大机制获得的最大增益光强由朗缪尔等离子体波破条件决定 [23], 理想峰值激光矢势可表示为 $A_{\max} \approx (\omega_{p0}/\omega_0)^{3/2} \times 10^5 \text{ V}$, 与等离子体密度成正相关关系. 显然, 为提升激光增益, 需要采用较高密度的等离子体作为媒介. 然而, 根据 (22) 式, 较高的等离子体密度条件对应较低的自聚焦临界功率阈值. 这使得高斯激光束在放

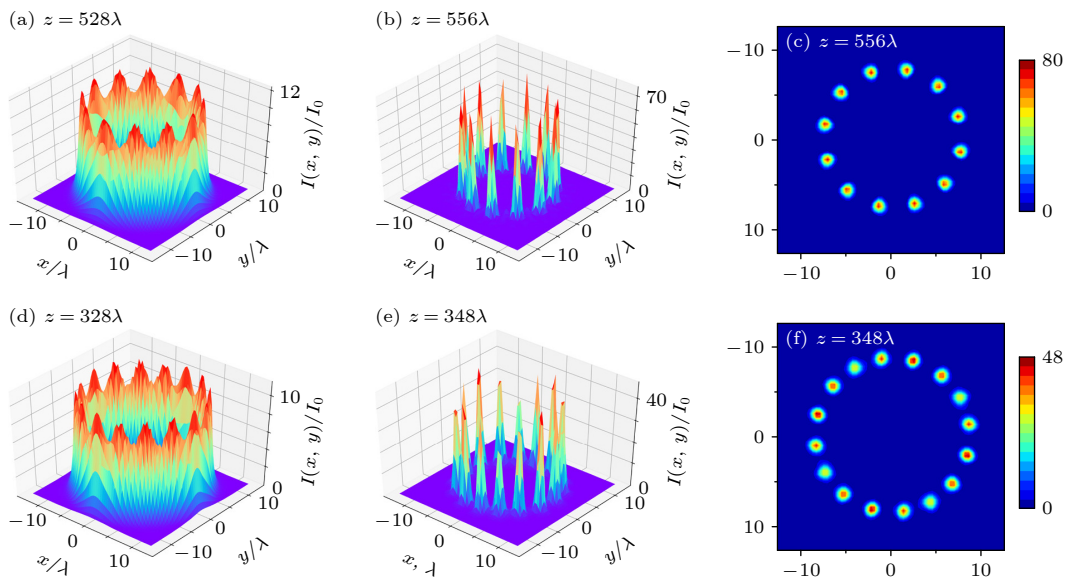


图 5 $P = 10P_c^{(4)}$, $15P_c^{(4)}$ 两组参数下 LG_0^4 涡旋光束成丝现象的模拟结果 (a)–(c) $P = 10P_c^{(4)}$; (d)–(f) $P = 15P_c^{(4)}$

Fig. 5. Filament formation of the vortex beams that has different high powers: (a)–(c) $P = 10P_c^{(4)}$; (d)–(f) $P = 15P_c^{(4)}$, where $m = 4$ are taken.

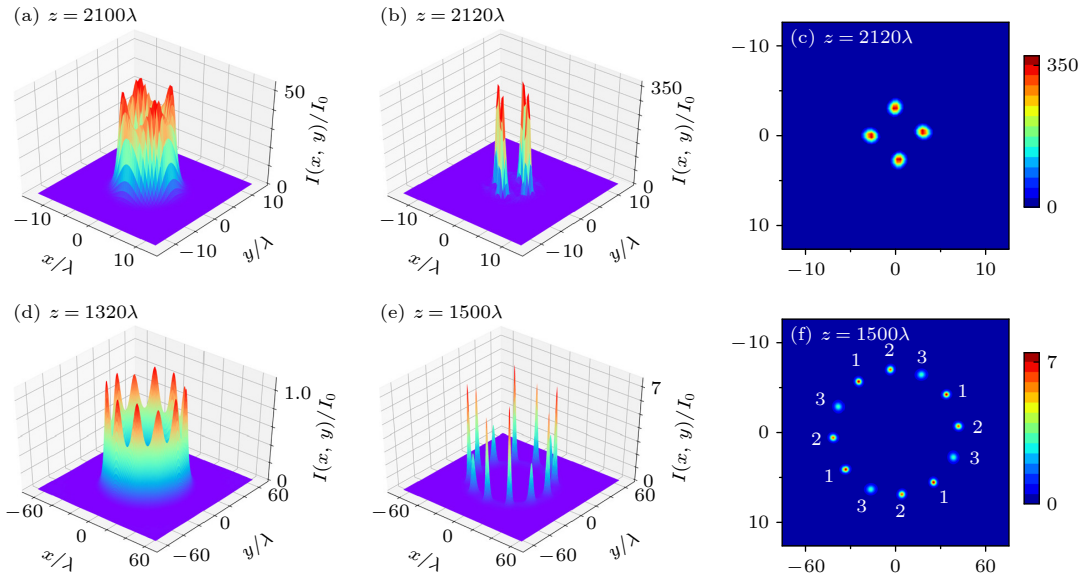


图6 LG₀²模、LG₀⁶模涡旋光束成丝现象的模拟结果对比图 (a)–(c) $m = 2, P = 5P_c^{(2)}$; (d)–(f) $m = 6, P = 7P_c^{(7)}$

Fig. 6. Evolution of vortex beams with different values of the topological charge when the initial power is just enough to generate filaments: (a)–(c) $m = 2, P = 5P_c^{(2)}$; (d)–(f) $m = 6, P = 7P_c^{(7)}$.

大过程中极易出现自聚焦和成丝不稳定性现象,并最终导致增益光强远远小于理论估算值.相较于理想高斯光束,相同功率、波长和等离子体参数条件下的涡旋光束具有更高的自聚焦和成丝不稳定性发生阈值,该特性有助于开展超强涡旋光束等离子体受激拉曼散射放大技术的实验研究.选择种子激光为LG₀⁴模,泵浦激光维持为传统高斯光束,激光波长均设定为1 μm,等离子体电子密度为 $2.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$,则LG₀⁴模的自聚焦阈值功率为普通高斯光束的5.1倍(参考图1中的 $n = 0.2n_c$),明显能够抑制种子激光放大过程中可能出现的自聚焦和成丝现象,从而获得理想的激光放大效果.利用三维粒子模拟程序开展LG涡旋光束的等离子体受激拉曼散射放大机制的模拟研究将是我们下一步的研究工作.

5 结论

本文主要研究了涡旋光束在低密度高温等离子体中自聚焦和成丝物理现象.基于亥姆霍兹方程以及旁轴近似条件,推导出涡旋光束在等离子体中传输的稳态解,并得到了涡旋光自聚焦临界功率表达式.利用分步傅里叶法的迭代计算方法,模拟得到了不同参数条件下涡旋光在低密度等离子体中传输的物理图像.模拟结果显示,拓扑荷数与涡旋光自聚焦临界功率呈正相关关系,增加拓扑荷数可

以有效抑制涡旋光束的自聚焦和成丝现象.当入射激光功率远大于自聚焦临界阈值,涡旋光束成丝数目与拓扑荷数呈现整数倍数关系.随着成丝不稳定性现象的不断发展,涡旋光束成丝过程的后期能够激励产生更高阶的调制不稳定性模式.在多重调制不稳定性模式共同作用下,涡旋光束会出现成丝结构强度分布的角向调制现象.本文的研究结果表明:相较于传统的高斯光束,相同功率、波长和等离子体参数条件下的涡旋光束在等离子体中传输具有更高的自聚焦和成丝不稳定性发生阈值,该特性有助于开展超强涡旋光束等离子体受激拉曼散射放大技术的理论和实验研究.

参考文献

- [1] Max C E 1976 *Phys. Fluids* **19** 74
- [2] Berger R L, Lasinski B F, Kaiser T B, Williams E A, Langdon A B, Cohen B I 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2243
- [3] Pukhov A, Mayer-ter-vehn J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3975
- [4] Kruglov V I, Logvin Yu A, Volkov V M 1992 *J. Mod. Opt.* **39** 2277
- [5] Feit M D, Fleck J A 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 633
- [6] Vuong L T, Grow T D, Ishaaya A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 133901
- [7] Wang W P, Shen B F, Zhang X M, Zhang L G, Shi Y, Xu Z Z 2015 *Sci. Rep.* **5** 8274
- [8] Zhang X M, Shen B F, Shi Y, Wang X F, Zhang L G, Wang W P, Xu J C, Yi L Q, Xu Z Z 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 173901
- [9] Vieira J, Trines R M, Alves E P, Fonseca R A, Mendonca, Bingham R, Norreys P, Silva L O 2016 *Nat. Comm.* **7** 10371

- [10] Cohen B I, Lasinski B F, Langdon A B, Cummings J C 1991 *Phys. Fluids B* **3** 766
- [11] Sodha M S, Sharma A 2007 *Phys. Plasmas* **14** 044501
- [12] Akhmanov S A, Sukhorukov A P, Khokhlov R V 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 609
- [13] Sodha M S, Ghatak A K, Tripathi V K 1976 *Prog. Opt.* **13** 171
- [14] Sodha M S, Mishra S K, Misra S 2009 *Laser Part. Beams* **27** 57
- [15] Thakur A, Berakdar J 2010 *Opt. Express* **18** 27691
- [16] Dávila Romero L C, Andrews D L, Babiker M 2002 *J. Opt. B* **4** S66
- [17] Purohit G, Rawat P, Gauniyal R 2016 *Phys. Plasmas* **23** 013103
- [18] Lam J F, Lippmann B 1977 *Phys. Fluids* **20** 1176
- [19] Feit M D, Fleck J A 1978 *Appl. Opt.* **17** 3990
- [20] Wen S C, Fan D Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 460 (in Chinese) [文双春, 范滇元 2000 *物理学报* **49** 460]
- [21] Firth W J, Skryabin D V 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2450
- [22] Bigelow M S, Zerom P, Boyd R W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 083902
- [23] Malkin V M, Shvets G, Fisch N J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4448

Numerical study of self-focusing and filament formation of intense vortex beams in plasmas*

Fan Hai-Ling Guo Zhi-Jian Li Ming-Qiang Zhuo Hong-Bin[†]

(College of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China)

(Received 23 June 2022; revised manuscript received 23 September 2022)

Abstract

We have studied the self-focusing and filamentation of vortex laser beams propagating in underdense plasmas with different values of the topological charge and initial laser powers. The self-focusing dynamics of vortex laser beams is closely related to the topological charge, which has attracted widespread attention. Based on the paraxial approximation of the Helmholtz equation, the steady-state solution of vortex beams propagating in underdense plasmas is deduced, and the expression for critical power of vortex laser beams is obtained. Furthermore, using the split-step Fourier method to solve the wave equation, we analyze the numerical images of vortex laser beams propagating in underdense plasma under different parameters. The simulation results show that the critical power for self-focusing is positively correlated with the topological charge of vortex laser beams. When the initial laser power is high enough, the vortex laser beam will first be focused into a thin ring, and then the modulation amplitude increases continuously, which eventually leads to the ring structure breaking into filaments. The number of filaments has an integer multiple relationship with the topological charge. In the process of filamentation, the radius and the maximum light intensity of vortex laser beam both change drastically. After the filamentation process is completed, the vortex laser beam continues to propagate with a new topological type. We further increase the incident laser power and find that the number of filaments of the vortex laser beam increases. The increased number of filaments is the value of its topological charge at each time. With the development of filament instability, higher-order modulation instability can be excited in the later stage, and the intensity of filaments will exhibit angular modulation. Our results show that in compared with the standard Gaussian beam, the propagation behavior of vortex laser beams in underdense plasmas is much more stable under the same power, wavelength and plasma parameters. The propagation characteristics of vortex laser beams are helpful to the theoretical and experimental study of stimulated backward Raman amplification of ultra-strong vortex beam in underdense plasmas.

Keywords: vortex beam, self focusing, filament instability, nonlinear propagation

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Sf, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.72.20221232

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075157).

† Corresponding author. E-mail: zhuohongbin@sztu.edu.cn



等离子体中涡旋光束自聚焦与成丝现象的模拟研究

范海玲 郭志坚 李明强 卓红斌

Numerical study of self-focusing and filament formation of intense vortex beams in plasmas

Fan Hai-Ling Guo Zhi-Jian Li Ming-Qiang Zhuo Hong-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 014206 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221232

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221232>

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

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>

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>

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>

平板式螺旋相位板的设计与应用

Design and application of flat spiral phase plate

物理学报. 2019, 68(5): 054102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181677>