

# 强飞秒激光在云雾环境中的非线性传输

曾庆伟<sup>1</sup>, 刘磊<sup>1\*</sup>, 胡帅<sup>1</sup>, 张克瑾<sup>1</sup>, 艾凯<sup>2</sup>, 陈鸣<sup>3</sup>

<sup>1</sup>国防科技大学气象海洋学院, 江苏 南京 211101;

<sup>2</sup>中国人民解放军 66199 部队, 北京 100089;

<sup>3</sup>中国人民解放军 31110 部队, 江苏 南京 211101

**摘要** 基于分层散射介质传输模型的概念,建立了综合考虑非线性光学效应、湍流扰动及粒子散射的飞秒激光云雾传输模型。利用该模型数值模拟了大气湍流和粒子散射等大气扰动类型对飞秒激光传输成丝动态演化过程的影响。结果表明,大气湍流能使脉冲形状产生不规则变化,对自聚焦成丝过程中的脉冲能量流动有重要影响;粒子散射可以使脉冲能量明显衰减,从而影响光丝的形成过程;飞秒激光在云雾环境中传输时,粒子数浓度越高,粒子半径越大,则形成光丝的长度越短,成丝过程中能量衰减越快,脉冲能量的总衰减量越多。研究结果可为真实大气条件下飞秒激光实际应用效能评估提供一定的理论依据。

**关键词** 非线性光学; 飞秒激光脉冲; 激光成丝; 大气湍流; 粒子散射

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1519001

## Nonlinear Propagation of Intense Femtosecond Laser Pulses in a Foggy and Cloudy Environment

Zeng Qingwei<sup>1</sup>, Liu Lei<sup>1\*</sup>, Hu Shuai<sup>1</sup>, Zhang Kejin<sup>1</sup>, Ai Kai<sup>2</sup>, Chen Ming<sup>3</sup>

<sup>1</sup>College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Nanjing, Jiangsu 211101, China;

<sup>2</sup>66199 Troops of PLA, Beijing 100089, China;

<sup>3</sup>31110 Troops of PLA, Nanjing, Jiangsu 211101, China

**Abstract** In this study, a femtosecond laser cloud and fog transmission model, which considers the nonlinear optical effect, turbulence disturbance, and particle scattering, is established based on the concept of the stratified scattering medium transmission model. Further, the influence of atmospheric disturbances, including atmospheric turbulence and particle scattering, on dynamic evolution of the femtosecond laser transmission filaments is numerically studied. The results show that atmospheric turbulence can cause the pulse shape to change in an irregular manner; in addition, atmospheric turbulence significantly affects the pulse energy flow during the self-focusing filamentation process. The attenuation of pulse energy can be attributed to particle scattering, thereby affecting the formation process of optical filaments. As the femtosecond laser travels through the cloud and fog, the length of the optical filament will decrease, the energy attenuation during the filamentation process will be accelerated, and the total deposited pulse energy will increase with the increasing particle number concentration and particle radius. The results presented here can provide some theoretical basis to evaluate the efficiency of the femtosecond laser related applications under real atmospheric conditions.

**Key words** nonlinear optics; femtosecond laser pulse; laser filament; atmospheric turbulence; particle scattering

**OCIS codes** 190.7110; 020.4180; 140.7090; 010.1290

## 1 引言

近些年,强飞秒脉冲激光在大气中的非线性传输引起了广泛关注<sup>[1-4]</sup>。尤其当峰值功率高于自聚

焦功率数倍的强飞秒脉冲激光在空气介质中传输时,由于光束衍射、介质色散和克尔自聚焦、等离子体散焦等非线性效应之间的动态平衡,会形成稳定的自导引传输通道,该通道被称为光丝<sup>[5]</sup>或等离子

收稿日期: 2020-02-01; 修回日期: 2020-04-21; 录用日期: 2020-04-29

基金项目: 国家自然科学基金(41575024, 41875025)

\* E-mail: liuleidll@gmail.com

体通道<sup>[6]</sup>。通常, 光丝直径在 100  $\mu\text{m}$  量级, 光丝内部的光强可达  $10^{13} \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , 等离子体通道内部的电子密度高达  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ <sup>[7]</sup>。光丝的长距离传输特性<sup>[8]</sup>及其伴随效应在远程大气遥感<sup>[9]</sup>、引导放电<sup>[10]</sup>、空气波导<sup>[11]</sup>和干预云雾<sup>[12-15]</sup>等方面有重要的潜在应用价值。

对飞秒激光诸多潜在大气应用的研究, 又促进了学者们对飞秒激光在不同气压<sup>[16]</sup>、大气湍流<sup>[17]</sup>、不同湿度<sup>[18]</sup>等复杂大气环境中传输特征的关注。尤其是, 在飞秒激光诱导人工降雨<sup>[19]</sup>、云层放电<sup>[10]</sup>及云通道清理<sup>[15]</sup>等实际应用中, 不可避免地要关注云、雾及降水等现象将如何影响飞秒激光传输的问题, 这也是定量评估飞秒激光影响云雾效能的基础问题之一。目前, 国外学者已开展较多有关飞秒激光在云雾和降雨等环境中传输特征的研究, 但是由于实验和测量条件的限制, 关于飞秒激光在云雾环境中传输特性的实验研究鲜有报道。<sup>[20]</sup>为此, 相关学者开发多种理论模型来研究飞秒激光脉冲在不同类型气象环境中的传输特性。Kolesik 等<sup>[21]</sup>利用“屏”的概念来模拟粒子对飞秒激光传输的影响。Skupin 等<sup>[22]</sup>引入振幅相位掩模来代表粒子的作用, 将传输路径上的粒子当作不透明的圆盘, 即只考虑粒子对激光辐射的吸收作用, 并没有考虑粒子对激光电场的散射作用。然而, 在近红外波段, 水汽的吸收很弱, 散射导致的衰减作用要明显强于吸收作用, 因此需要重点考虑粒子的散射作用<sup>[23]</sup>。Militsin 等<sup>[24]</sup>优化了“屏”的方法, 提出了基于分层介质传输的模型, 该模型描述色散介质中群粒子引起的相干散射对强激光脉冲成丝的影响。Kandidov 等<sup>[25]</sup>对分层大气传输模型进行改进, 提出“气溶胶屏”概念来描述激光与降雨粒子之间的非线性光学作用过程。激光脉冲在屏与屏之间自由传输, 粒子的相干光在气溶胶屏上发生散射, 激光脉冲的衍射和脉冲与气体分子作用产生的非线性效应发生在屏与屏之间。该模型的模拟结果较好地解释了有关飞秒激光在降雨环境中传输的测量结果<sup>[1]</sup>。

目前, 有关连续激光在云雾、降雨等环境中传输特性的研究有很多<sup>[26]</sup>, 而有关飞秒激光这种超短、超强脉冲激光在云雾环境中传输特征的研究还相对较少<sup>[27]</sup>。同时, 飞秒激光在云雾环境中传输时, 除了受到云雾粒子的影响外, 大气湍流也能使光束发生漂移、畸变、扩展等现象, 因此, 需要综合考虑不同大气扰动类型对光丝形成过程和光丝传输特征的影响。Silaeva 等<sup>[28]</sup>综合分析了大气湍流和粒子散射

对激光成丝的影响, 他们主要关注这些大气扰动对入射功率高达数百 GW 的强飞秒激光脉冲所形成多丝的初始成丝位置、光丝长度等特征的影响, 但并没有分析不同类型扰动对光丝强度、电子密度等特征的影响, 也没有详细分析云雾环境中光丝的时空动态特征。为此, 本文基于 Militsin 等<sup>[24]</sup>和 Kandidov 等<sup>[25]</sup>提出的分层散射介质激光传输模型, 结合粒子散射理论, 建立了飞秒激光在云雾中传输的仿真模型。在建模过程中, 综合考虑非线性效应、湍流扰动、粒子散射等因素, 然后根据数值仿真结果, 分析不同大气扰动因素对飞秒激光成丝动态演化过程的影响。

## 2 理论模型

### 2.1 飞秒激光分层介质传输模型

为了充分考虑大气湍流和气溶胶粒子作用等大气扰动类型的影响, 在描述飞秒激光大气传输过程的非线性薛定谔方程基础上<sup>[4]</sup>, 进一步引入可描述湍流扰动和粒子作用的分量项, 这即是分层介质传输模型<sup>[28]</sup>。在以群速度  $v_g$  移动的坐标系中, 沿  $z$  方向传播的激光电场  $E(x, y, z, \tau)$  可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} = & \frac{i}{2k_0} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \\ & \frac{ik_0}{n_0} n_2 |E|^2 E - \frac{ik_0}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} E - \\ & \frac{E}{2} \sum_{s=N_2, O_2} \frac{W_s(I)U_s}{|E|^2} (\rho_{at,s} - \rho_{e,s}) + ikn'E + \hat{D}_{aer}E, \end{aligned} \quad (1)$$

式中:  $x, y, z$  为空间三维坐标方向;  $\tau$  为延迟时间; 激光脉冲的波数  $k_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $n_0$  为线性折射率; 色散系数  $k'' = 0.2 \text{ fs}^2/\text{cm}$ ; 非线性折射率  $n_2 = 1.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ ;  $\omega_{pe}$  为强激光电离产生等离子体的自振荡频率; 激光载波中心角频率  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ ,  $c$  为光速;  $W_{N_2}(I)$  和  $W_{O_2}(I)$  分别为氮气和氧气的电离率;  $I$  为光强; 标准大气条件下氮气的分子数密度  $\rho_{at,N_2} = 2.1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ; 标准大气条件下氧气的分子数密度  $\rho_{at,O_2} = 5.7 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ;  $\rho_{e,N_2}$  和  $\rho_{e,O_2}$  分别表示氮气和氧气电离产生的电子密度, 总的电子密度为  $\rho = \rho_{e,N_2} + \rho_{e,O_2}$ ;  $\hat{D}_{aer}$  为所有粒子对光束的总散射衰减量;  $U_{N_2}$  和  $U_{O_2}$  分别为氮气和氧气的电离能;  $n'$  为折射率扰动大小;  $k$  为入射光的波数。(1)式等号右边依次为光的衍射、群速度色散、自聚焦效应、等离子体散焦、多光子光电离、湍流扰动、

气溶胶粒子作用项。

自由电子密度的变化满足

$$\frac{\partial \rho_{e,N_2}}{\partial \tau} = W_{N_2}(I)(\rho_{at,N_2} - \rho_{e,N_2}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_{e,O_2}}{\partial \tau} = W_{O_2}(I)(\rho_{at,O_2} - \rho_{e,O_2}). \quad (3)$$

可根据 Keldysh-PPT 公式<sup>[7]</sup>求解氮气和氧气的电离率

$$W_{N_2}(I) = R_{T,N_2} \times (I/I_{T,N_2})^{\alpha_{N_2}}, \quad (4)$$

$$W_{O_2}(I) = R_{T,O_2} \times (I/I_{T,O_2})^{\alpha_{O_2}}, \quad (5)$$

其中,

$$R_{T,N_2} = 2.5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}, R_{T,O_2} = 2.8 \times 10^6 \text{ s}^{-1}, \quad (6)$$

$$\alpha_{N_2} = 7.5, \alpha_{O_2} = 6.5, \quad (7)$$

$$I_{T,N_2} = I_{T,O_2} = I_T = 10^{13} \text{ W/cm}^2, \quad (8)$$

式中: $\alpha_{N_2}$  和  $\alpha_{O_2}$  分别为氮气和氧气的电离关系拟合指数; $R_{T,N_2}$  和  $R_{T,O_2}$  分别为氮气和氧气的电离速率; $I_{T,N_2}$  和  $I_{T,O_2}$  分别为氮气和氧气归一化光强参数; $I_T$  为气体平均归一化光强参数。

## 2.2 湍流相位屏

大气湍流描述大气中随机空气运动状况。在大

气湍流中,局地温度、压强、空气速度等随机涨落,将使大气折射率随机变化,进而影响光的传播。数值模拟是研究大气湍流影响激光传输的重要方法之一,其核心问题之一就是模拟大气湍流随机相位屏。功率谱反演法和正交基函数法是两种常用的湍流随机相位屏的构建方法。采用功率谱反演法中的快速傅里叶变换(FFT)谱反演法模拟大气湍流相位屏。其中,对湍流功率谱  $\Phi_n(\kappa, z)$  的模拟选用的谱模型为改进的 von Kármán 模型<sup>[29]</sup>,其形式为

$$\Phi_n(\kappa, z) = 0.033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \times \exp(-\kappa^2/\kappa_d^2), \quad (9)$$

式中: $C_n^2$  为大气湍流的折射率结构常数; $\kappa$  为空间波数; $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $\kappa_d = 5.92/l_0$ ,  $L_0$  和  $l_0$  分别为湍流的外尺度和内尺度。FFT 谱反演法产生的相位屏具有形式简洁、快速傅里叶变换易于程序实现等优点,但是相位屏网格分布均匀、固定,这会导致网格取样点有限、部分相位的低频空间不能得到充分的采样,最终相位屏的大尺度起伏会产生误差。为此,还通过叠加低频次谐波的方法对相位屏进行补偿,补偿前后的相位屏如图 1 所示,其中结构常数  $C_n^2 = 5 \times 10^{-13}$ ,湍流外尺度  $L_0 = 100 \text{ m}$ ,内尺度  $l_0 = 0.01 \text{ m}$ 。该反演方法的具体实施步骤可见文献<sup>[30]</sup>。

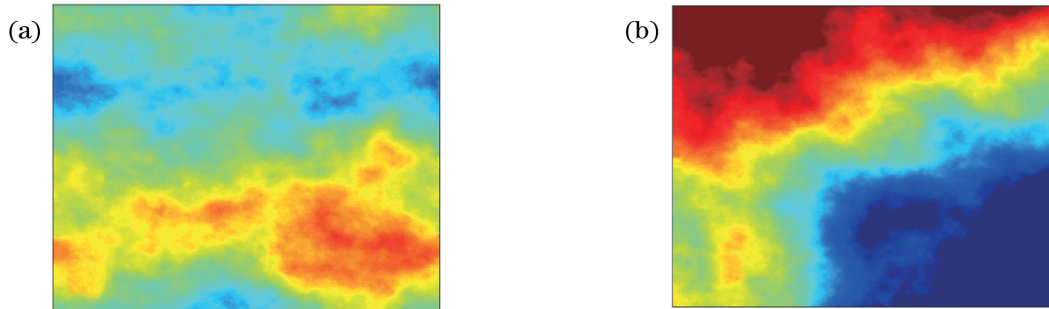


图 1 湍流相位屏模拟结果。(a)补偿前;(b)补偿后

Fig. 1 Simulation results of turbulence phase screen. (a) Before compensation; (b) after compensation

假设补偿后相位屏的离散形式用  $\theta'(j\Delta x, l\Delta y)$  表示,那么大气湍流造成的折射率随机扰动可进一步表示为

$$n' = -\theta'(j\Delta x, l\Delta y)/kz, \quad (10)$$

式中: $j$  和  $l$  均为横截面格点数; $\Delta x$  和  $\Delta y$  为网格间距。

## 2.3 气溶胶屏

对于  $\lambda = 800 \text{ nm}$  的激光,云雾滴的吸收作用很小,可以忽略,因此主要考虑粒子的散射作用。由于云、雾及降水粒子的直径要大于近红外波段飞秒激光的波长,因此主要考虑前向散射部分<sup>[24]</sup>,如图 2

所示。同时,根据 Kandidov 等<sup>[31]</sup>计算结果可知,主瓣和第一个旁瓣上的散射强度占整个散射强度 70% 以上。因此,主要选取第一个波谷的前向散射角来计算光场的扰动,这可以提高散射计算效率。

在远场区中,可以根据散射角  $\theta$  计算一个任意形状和大小的粒子对入射能量的衰减。其中距离粒子  $r'$  处的入射电场  $E^i$  和散射电场  $E^s$  的函数关系为

$$\begin{bmatrix} E_s^i \\ E_r^i \end{bmatrix} = \frac{\exp(-ikr' + ikz)}{ikr'} S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma) \begin{bmatrix} E_s^i \\ E_r^i \end{bmatrix}, \quad (11)$$

式中： $r'$ 为远场中点 $(x, y, z)$ 与粒子间的直线距离； $E_{\parallel}^i$ 和 $E_{\perp}^i$ 分别为入射电场的平行散射分量和垂直散射分量； $E_{\parallel}^s$ 和 $E_{\perp}^s$ 分别为散射电场的平行散射分量和垂直散射分量； $S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma)$ 为粒子的振幅函数， $\theta$ 和 $\varphi$ 分别为天顶角和方位角， $\alpha, \beta$ 和 $\gamma$ 均为粒子在空间中的取向角度。

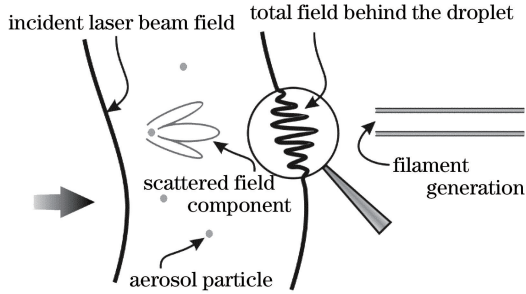


图 2 气溶胶粒子散射示意图<sup>[24]</sup>

Fig. 2 Illustration of aerosol particle scattering<sup>[24]</sup>

对于球形粒子，可以利用 Mie 散射理论来计算粒子的振幅函数  $S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma)$ 。球形粒子的散射特性与空间取向无关。因此，粒子的振幅函数只与散射角  $\theta$  有关，即

$$S_1(\theta) = \sum_{q=1}^{\infty} \frac{2q+1}{q(q+1)} [a_q \pi_q(\cos \theta) + b_q \tau_q(\cos \theta)], \quad (12)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{q=1}^{\infty} \frac{2q+1}{q(q+1)} [b_q \pi_q(\cos \theta) + a_q \tau_q(\cos \theta)], \quad (13)$$

式中： $S_1(\theta)$ 和 $S_2(\theta)$ 均为散射光的振幅函数； $a_q$ 和 $b_q$ 是与贝塞尔函数和汉克尔函数有关的 Mie 系数，与粒子的大小、形状和介质的折射率有关； $\pi_q$ 和 $\tau_q$ 均为基于勒让德函数的函数，仅与散射角  $\theta$  有关。它们的表达式<sup>[32]</sup>为

$$a_q = \frac{\psi_q(\alpha') \psi'_q(m\alpha') - m \psi'_q(\alpha') \psi_q(m\alpha')}{\xi_q(\alpha') \psi'_q(m\alpha') - m \xi'_q(\alpha') \psi_q(m\alpha')}, \quad (14)$$

$$b_q = \frac{m \psi_q(\alpha') \psi'_q(m\alpha') - \psi'_q(\alpha') \psi_q(m\alpha')}{m \xi_q(\alpha') \psi'_q(m\alpha') - \xi'_q(\alpha') \psi_q(m\alpha')}, \quad (15)$$

$$\psi_q = \sqrt{\pi z/2} J_{q+1/2}(z), \xi_q = \sqrt{\pi z/2} H_{q+1/2}^{(2)}(z), \quad (16)$$

$$\pi_q(\cos \theta) = \frac{dP_q(\cos \theta)}{d(\cos \theta)}, \tau_q(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P_q^{(1)}(\cos \theta), \quad (17)$$

式中：无因次直径  $\alpha' = \pi D/\lambda$ ， $D$ 为粒子的直径； $m$ 为散射粒子相对于周围介质的折射率； $\psi_q(\alpha')$ 和 $\xi_q(\alpha')$ 分别为半奇阶的第一类贝塞尔函数和第二类

汉克尔函数； $\psi'_q(m\alpha')$ 和 $\xi'_q(m\alpha')$ 分别为 $\psi_q(\alpha')$ 和 $\xi_q(\alpha')$ 的一阶导数； $P_q(\cos \theta)$ 为第一类勒让德函数； $P_q^{(1)}(\cos \theta)$ 为第一类缔合勒让德函数。

将(12)、(13)式代入(11)式，可得球形粒子光散射场的计算公式为

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^s \\ E_{\perp}^s \end{bmatrix} = \frac{\exp(-ikr' + ikz)}{ikr'} \begin{bmatrix} S_2(\theta) & 0 \\ 0 & S_1(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^i \\ E_{\perp}^i \end{bmatrix}. \quad (18)$$

通过(11)~(18)式，可以计算出每张屏上不同

位置处粒子对光束的总散射衰减量  $\hat{D}_{\text{aer}}$  为

$$\hat{D}_{\text{aer}} = \sum_{q=1}^N \frac{\exp(-ikr' + ikz)}{ikr'} S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma). \quad (19)$$

式中： $N$ 为总的粒子数目。

## 2.4 数值计算方法

图 3 为所提模型示意图。在实际计算过程中，将光束传输路径上的介质分成一系列厚度为  $\Delta z$  的薄层。在每一薄层传输距离内，依次用不同的“屏”来模拟非线性效应、湍流扰动、粒子散射等，而在屏与屏之间仅考虑光束的衍射。其中非线性效应包括群速度色散、自聚焦效应、等离子散焦及多光子电离，图 3 中非线性屏都包含了这些效应。在每一层内，总的粒子数目  $N$  为

$$N = N_t \times \Delta z \times L^2, \quad (20)$$

式中： $N_t$ 为粒子数浓度； $L \times L$ 为横截面方向计算范围。计算过程中，假定粒子随机分布在横截面计算空间格点上。

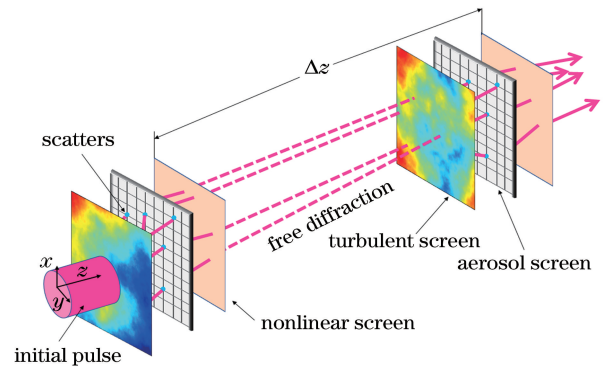


图 3 分层散射介质传输模型示意图

Fig. 3 Illustration of layered scattering medium transfer model

分别在时间和空间上采用基于快速傅里叶变换的方法对(1)式进行数值求解<sup>[30]</sup>。光丝的直径一般在  $10^2 \mu\text{m}$  量级，因此计算网格的格距取的越小越好。但是随着网格精细化程度提高，计算效率又会



大大降低。在模拟过程中,层间隔  $\Delta z = 15 \text{ mm}$ ,横截面方向计算范围为  $7.5 \text{ mm} \times 7.5 \text{ mm}$ ,格点数为  $512 \times 512$ ,格间距统一取为  $\Delta x = \Delta y \approx 15 \text{ }\mu\text{m}$ 。时间方向采用不均匀网格,脉冲中心时间步长为边缘步长的  $1/4$ ,如图 4 所示。

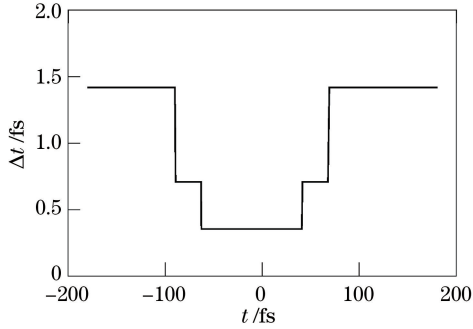


图 4 时间方向上的步长  $\Delta t$  示意图

Fig. 4 Illustration of time grid  $\Delta t$  in time direction

在数值计算中,取初始光束为高斯光束:

$$E(x, y, z = 0, t) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi\tau\omega_0^2}} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right] \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_p^2}\right), \quad (21)$$

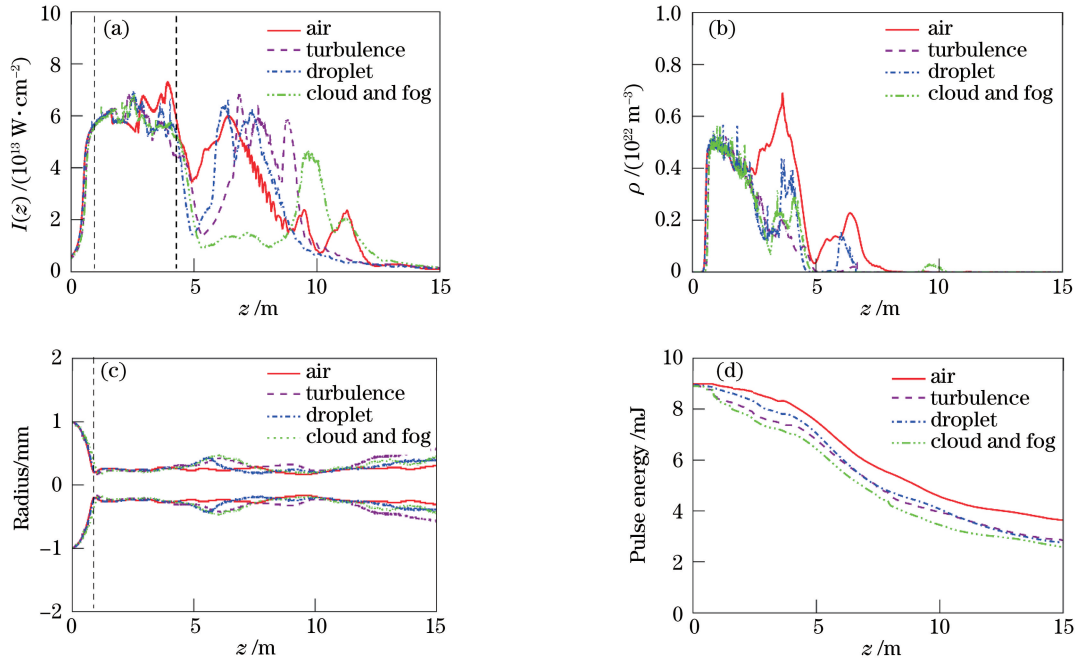


图 5 飞秒激光传输的参数。(a)光轴上光强;(b)光轴上电子密度;(c)光束半径;(d)脉冲能量

Fig. 5 Parameters of femtosecond laser transmission. (a) Intensity on optical axis; (b) electron density on optical axis; (c) beam radius; (d) pulse energy

从图 5(a)可见,飞秒激光在不同介质中传输,光轴上的光强基本上都经历了 4 个阶段的变化。在第 1 阶段( $z = 0 \sim 0.9 \text{ m}$ ),由于自聚焦作用要大于光束衍射作用,光轴上的光强不断增大,尤其在虚线

式中: $P_{in}$  为初始脉冲输入功率; $\omega_0$  为光束束腰半径; $\tau_p$  为脉冲宽度。

### 3 分析与讨论

首先,模拟分析飞秒激光脉冲在空气介质、湍流大气、散射介质及云雾介质等大气环境中传输特征的差异。选取飞秒激光初始脉冲参数  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $P_{in} = 10P_{cr}$ ,  $\omega_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $\tau_p = 90 \text{ fs}$ ,其中  $P_{cr}$  表示自聚焦临界功率。湍流大气指空气介质和湍流扰动同时存在的情形,散射介质指空气介质和粒子散射同时存在的情形,云雾介质指空气、湍流及粒子散射同时存在的情形。散射介质和云雾介质的粒子数浓度  $N_t = 100 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ ,粒子都具有相同的半径,  $r = 5 \text{ }\mu\text{m}$ 。

图 5 为飞秒激光在不同介质中传输,光轴上的光强  $I(z)$ 、轴上电子密度、光束半径及脉冲能量随传输距离  $z$  的变化。其中,光束半径指在特定传输位置处沿  $x$ (或  $y$ )方向上的光强值下降到最大光强值  $1/e$  时所处位置离光轴的距离。仿真过程中,云雾的粒子浓度  $N_t = 100 \times 10^6 / \text{m}^3$ ,半径都为  $r = 5 \text{ }\mu\text{m}$ 。

位置处( $z = 0.9 \text{ m}$ ),光强急剧增加,该处通常被称为自聚焦溃缩位置。这一阶段主要受到光束衍射和克尔自聚焦作用的影响,并且后者占主导,因此也为自聚焦阶段。然而,光强并不是无限增加的,其最大

值被限制在一定范围内,这即是光强钳制现象。不同介质中传输的激光脉冲的钳制光强峰值都在  $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  以下,其中空气介质中飞秒激光钳制光强的峰值最大,约为  $7.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ,其次为散射介质( $\sim 7.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ )。飞秒激光光轴上的光强能以较大值传输一段距离(称为钳制光强区),这即是第 2 阶段传输。在不同传输介质中,该阶段持续的距离接近,基本都在  $z = 0.9 \sim 4.1 \text{ m}$ 。在空气介质中,这一阶段传输特征与克尔自聚焦效应和等离子体散焦效应之间动态平衡相关,而在湍流大气和云雾中,还与湍流扰动和粒子散射有关。在这一阶段,由于这两种非线性效应之间的相互竞争,脉冲传输特征差异越来越明显。等离子体影响也可以从图 5(b)看出,在与图 5(a)光强急剧增加的相近位置,光轴上的电子密度也迅速增加。飞秒激光在空气介质中产生的电子密度也最高,其次为散射介质中,湍流介质中最小。如果将自聚焦溃缩位置到轴上电子密度小于  $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  处之间的长度定义为光丝的长度<sup>[33]</sup>,那么从图 5(b)中可以估算飞秒激光在空气介质、湍流大气、散射介质及云雾介质中形成光丝的长度分别为 7.2 m、4.5 m、4.0 m 及 4.3 m。由此可见,由于湍流和粒子散射的影响,光丝长度大幅度减小。光强钳制结束以后( $z \approx 4.1 \text{ m}$ ),光轴上的光强不断减小,但随后又再次增加,这为第 3 阶段传输。该阶段传输表现出了再聚焦特征,这与初始脉冲的强度有关。由于脉冲能量的消耗,动态平衡作用难以维持,但是此时脉冲功率仍然高于自聚焦临界功率,因此脉冲有可能再次聚焦成丝,这符合动态空间补偿模型描述的特征<sup>[34]</sup>。对比来看,不同介质中再聚焦形成的峰值光强大小、再聚焦位置及电子密度峰值都相差较大。这一阶段的电子密度要比光强钳制阶段的明显低一些。在第 4 个阶段,光轴上的光强不断减小,尤其当脉冲峰值功率减小到临界功率以下时,电离作用消失,电子密度也减小到 0。

从图 5(c)可以看出,在第 1 阶段,由于自聚焦作用,光束半径不断减小,直到在自聚焦溃缩位置处达到最小值。光强钳制阶段的光束半径相差不大,都约为  $200 \mu\text{m}$ ,但在第 3 阶段,不同介质中传输光束的半径相差较大,其中空气介质中最小,云雾中最大。从图 5(d)可以看出:在空气介质中,自聚焦阶段的脉冲能量几乎没有太大变化,而在湍流大气和云雾介质中,脉冲能量已经开始减小;随后在光强钳制阶段,脉冲能量迅速减小,并且在大气湍流和粒子

散射影响下,脉冲能量减小得更为明显。对比可见,脉冲在湍流大气中损耗的能量要大于散射介质中损耗的能量,而在二者共同作用的云雾介质中,脉冲能量损耗最多。已有研究表明,光丝形成过程使较大一部分的飞秒激光脉冲能量产生损耗,并且这部分脉冲能量最终以热量的形式被气体介质吸收,这称为能量沉积<sup>[35]</sup>。瞬间的小范围能量沉积是后续强烈增温<sup>[36]</sup>和产生冲击波/声波<sup>[37]</sup>的重要原因,对气流扰动<sup>[38]</sup>和低密度通道<sup>[39]</sup>的形成有重要影响。在散射介质中,脉冲能量的衰减量主要包含空气电离吸收产生的衰减量和粒子散射产生的衰减量,其中光丝沉积的能量指空气电离吸收的脉冲能量。根据光丝长度的定义可以计算出,在空气介质中,光丝形成前后沉积的能量总量  $\Delta E_1 \approx 3.46 \text{ mJ}$  和相对能量沉积率  $\Delta E_1/E_{\text{in}} = 38.6\%$ ;在湍流大气中,光丝形成前后沉积的能量总量  $\Delta E_2 = 2.26 \text{ mJ}$  和相对能量沉积率  $\Delta E_2/E_{\text{in}} = 25.2\%$ ;在散射介质中,光丝形成前后衰减的能量总量  $\Delta E_3 = 1.71 \text{ mJ}$  和相对能量衰减率  $\Delta E_3/E_{\text{in}} = 19.1\%$ ;在云雾介质中,光丝形成前后衰减的能量总量  $\Delta E_4 = 2.50 \text{ mJ}$  和相对能量衰减率  $\Delta E_4/E_{\text{in}} = 27.85\%$ 。其中  $E_{\text{in}}$  为入射脉冲能量。由此可见,在湍流大气和云雾介质中,光丝沉积的总能量和相对能量衰减率都要小于空气介质中形成的光丝。

截面上的光强和能流分布如图 6 所示,其中初始脉冲能流  $F_0 = 0.58 \text{ J/cm}^2$ 。脉冲能流  $F(x, y, z)$  定义为

$$F(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y, z, t)|^2 dt. \quad (22)$$

其中,云雾的粒子数浓度  $N_l = 100 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ ,半径都为  $r = 5 \mu\text{m}$ 。初始光束  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $P_{\text{in}} = 10P_{\text{cr}}$ ,  $\omega_0 = 1 \text{ mm}$  和  $\tau_p = 90 \text{ fs}$ 。对比图 6(a)、(c)、(e)、(g)可以看出,脉冲经自聚焦溃缩位置之后,在时域上发生了明显的分裂现象。先是脉冲前沿( $t < 0$ )的光强在溃缩位置附近迅速增大,传输一段距离后,脉冲后沿( $t > 0$ )光强也开始增大。但是由于脉冲前沿产生的等离子体对脉冲后沿的散焦作用,脉冲后沿光强峰值要比脉冲前沿光强峰值小一些。在图 6(a)中,脉冲后沿也出现了脉冲的分裂现象(虚线箭头所示),而在图 6(c)、(e)、(g)中,由于湍流和粒子散射的影响,脉冲分裂现象并不明显。在图 6(a)中,脉冲后沿分裂形成的两束脉冲峰值光强要大于相同位置处脉冲前沿的光强峰值,这有利于脉冲后沿的再聚焦成丝,因而在空气介质中

能够形成更长的光丝;在图 6(g)中,由于湍流和粒子散射的共同作用,在  $z \approx 5$  m 位置处,脉冲前沿

的再聚焦过程并不明显(虚线箭头所示),因此在云雾介质中形成的光丝长度最短。

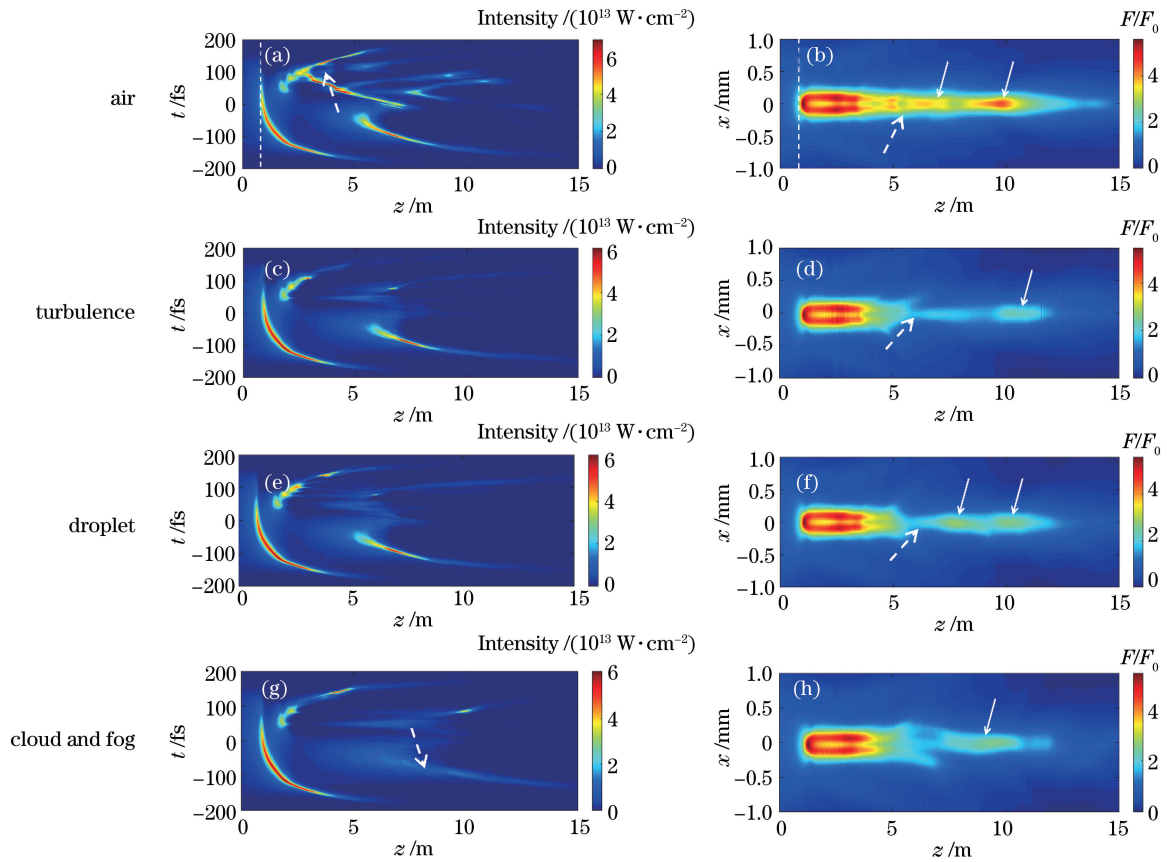


图 6 轴上光强和  $x$  方向上的激光脉冲能流随传输距离的变化

Fig. 6 Variation of on-axis intensity and laser pulse energy flux along  $x$  direction with transmission distance

在图 6(b)、(d)、(f)、(h)中,能流的高亮区域指示光丝的形成。可以看出,空气介质中,形成光丝的长度最长,其次是在湍流大气中。而不同介质中光丝初始形成的位置几乎没有太大差异。在光强钳制阶段,脉冲在空间上也发生了明显的分裂现象,空气介质中脉冲的空间分裂现象更为明显。对比横向尺寸来看,在湍流大气和云雾介质中的光丝半径要比空气介质中的略大一些。在第 3 传输阶段,也就是再聚焦阶段,由于湍流和粒子散射扰动的影响,脉冲能流强度要比空气中的小(虚线箭头所示位置)。在随后传输过程中,图 6(b)、(f)出现了两处能流尖峰区(实线箭头所示位置),分别在  $z \approx 7, 10$  m 和  $z \approx 8, 10$  m 位置处;而在图 6(d)、(h)中,仅出现了一处能流尖峰区,分别在  $z \approx 11$  m 和  $z \approx 9$  m 位置处。这说明大气湍流对再聚焦过程中的脉冲能量流动有重要影响,这可能是湍流大气中传输的激光脉冲能形成更长光丝的原因。

为了更清楚地分析脉冲在空间上的动态演化过

程,图 7 给出  $z = 1.5, 3.0, 5.0, 7.5$  m 传输位置处的激光脉冲能流横向分布情况。云雾的粒子浓度  $N_t = 100 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ , 半径都为  $r = 5 \mu\text{m}$ 。初始脉冲能流  $F_0 = 0.57 \text{ J/cm}^2$ 。初始光束  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $P_{\text{in}} = 10P_{\text{cr}}$ ,  $w_0 = 1 \text{ mm}$  和  $\tau_p = 90 \text{ fs}$ 。从图 7 可见:在光强钳制阶段(即  $1.5 \sim 3.0$  m),脉冲半径几乎没有变化,但是脉冲能流逐渐增大,这说明逐渐有脉冲流入光轴位置处;在  $z = 5.0$  m 处,在湍流和粒子散射扰动影响下,光束光斑的形状变得不规则,能流峰值明显减小,并且在湍流大气和云雾介质中,脉冲在横截面上出现了较为明显的分裂现象,这说明大气湍流能使脉冲形状不规则并引起脉冲能量的流动。

从以上分析可见,湍流和粒子散射均能够影响飞秒激光的非线性传输特征,因此在研究飞秒激光在云雾中的传输过程时,有必要综合考虑这两种因素。在实际大气中,不同气象环境下形成的云和雾,其粒子数浓度和粒子大小存在很大差别,粒子数浓度和粒子大小也是描述云雾微观特征的重要

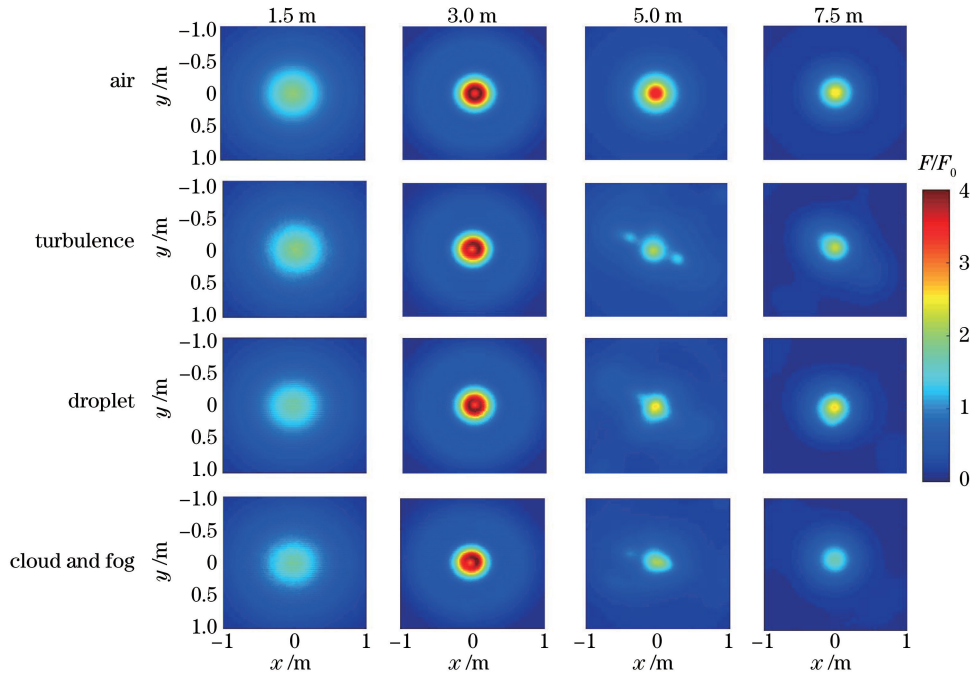


图 7 不同传播距离处的横截面能流分布

Fig. 7 Distribution of cross-sectional energy flux at different transmission distances

物理量。为此,通过改变分层散射介质计算模型中的云雾粒子数浓度  $N_t$  和粒子半径  $r$  来进一步分析飞秒激光在具有不同微观物理特征云雾中的传输特征。模拟的初始脉冲特征参数为  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $P_{in} = 20P_{cr}$ ,  $\omega_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $\tau_p = 90 \text{ fs}$ 。

图 8 为飞秒激光在粒子数浓度不同的云雾环境

中传输时,光轴上的光强、电子密度、光束半径及脉冲能量随传输距离  $z$  的变化。其中,粒子半径统一设为  $r = 5 \mu\text{m}$ 。从图 8(a)可见,粒子数浓度对自聚焦的焦距影响很小,而对光强钳制现象中光传播距离和钳制光强的大小有一定影响。粒子数浓度越高,光强钳制现象中光传播距离越短,钳制光强越

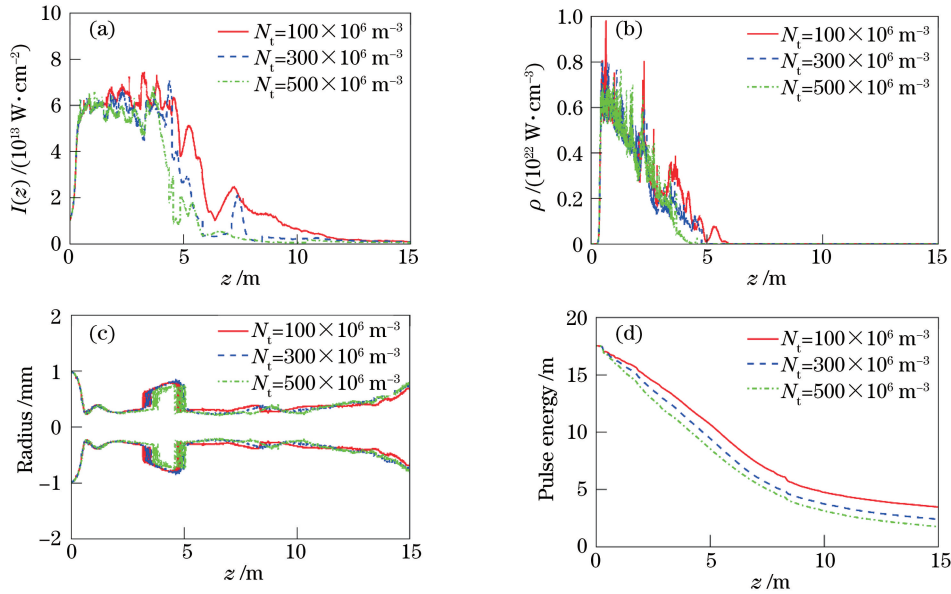


图 8 在粒子数浓度不同的云雾环境中,飞秒激光传输仿真结果。(a)光轴上光强;(b)光轴上电子密度;(c)光束半径;(d)脉冲能量

Fig. 8 Simulation results of femtosecond laser transmission in cloud and fog environment with different particle number concentration. (a) Intensity on optical axis; (b) electron density on optical axis; (c) beam radius; (d) pulse energy



小。光轴上的电子密度也随着粒子数浓度增大而减小,如图 8(b)所示。因此,根据电子密度的变化可知,光丝的长度也随着粒子数浓度的增加而减小。从图 8(c)可知,粒子数浓度越高,形成的光丝半径越小。在光强钳制区,激光脉冲能量迅速衰减,如图 8(d)所示,这与多光子吸收作用有关<sup>[40]</sup>。粒子数浓度越高,最终衰减的脉冲能量也越多,这与粒子数浓度越高时,散射导致的衰减作用越强有关。

图 9 为飞秒激光粒子在粒子半径不同的云雾环境中传输时,光轴上的光强、电子密度、光束半径及脉冲能量随传输距离  $z$  的变化。其中,粒子数浓度

统一设为  $N_t = 100 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ 。初始脉冲波长为  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $P_{in} = 20P_{cr}$ ,  $\omega_0 = 1 \text{ mm}$  和  $\tau_p = 90 \text{ fs}$ 。从图 9(a)可见,粒子半径对自聚焦溃缩位置影响比较小,但对光强钳制现象中光传播距离和钳制光强的大小有明显的影 响。粒子半径越大,光强钳制区的长度越短,钳制光强的峰值也越小。从图 9(b)可知,云雾粒子的半径越大,光轴上电子密度的峰值越小,形成光丝的长度越短。从图 9(c)可以看出,粒子半径越大,自聚焦溃缩位置略长一些,光束的半径越小。在光丝形成过程中,激光脉冲能量迅速衰减,而且粒子半径越大,脉冲能量衰减得越快,成丝前后脉冲能量的衰减总量也越多,如图 9(d)所示。

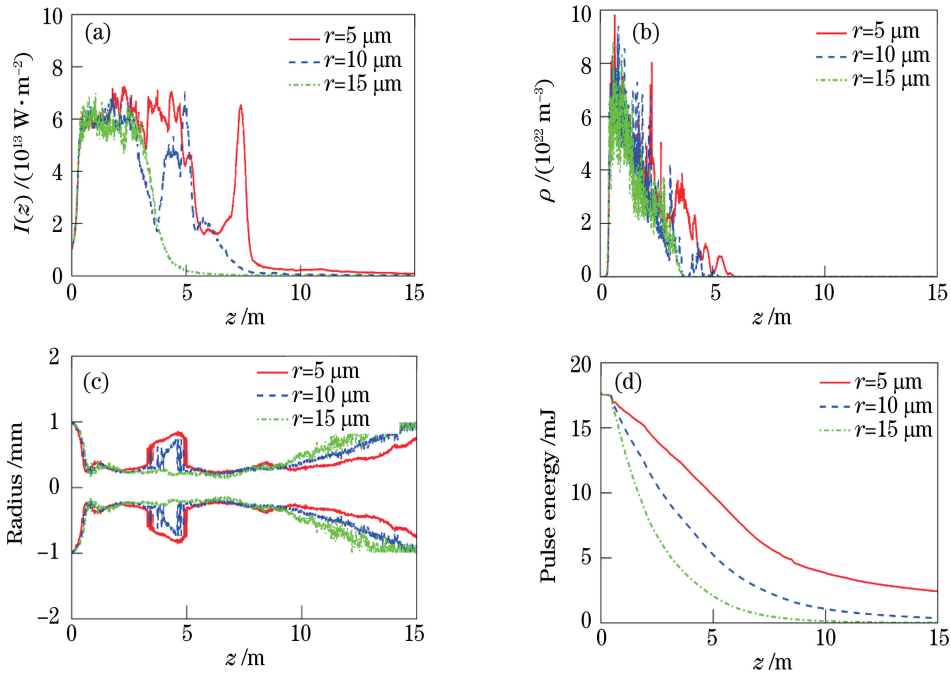


图 9 在粒子半径不同的云雾环境中,飞秒激光传输仿真结果。(a)光轴上光强;(b)光轴上电子密度;(c)光束半径;(d)脉冲能量

Fig. 9 Simulation results of femtosecond laser transmission in cloud and fog environment with different particle radiuses.

(a) Intensity on optical axis; (b) electron density on optical axis; (c) beam radius; (d) pulse energy

## 4 结 论

构建了综合考虑非线性光学效应、大气湍流及粒子散射作用的飞秒激光云雾环境传输模型。基于该模型,对比研究了飞秒激光在空气介质、湍流大气、散射介质及云雾介质中非线性传输特征,和云雾粒子数浓度和粒子大小对飞秒激光成丝过程的影响。研究表明,大气湍流和粒子散射都对飞秒激光的传输有重要的影响,相比于飞秒激光在空气介质中的传输,由于湍流和粒子散射的影响,脉冲后沿没有 出现分裂现象,这使得形成光丝的长度变短;大气

湍流使光束光斑形状变得不规则,从而影响脉冲的能量流动和光丝的形成过程;粒子散射使脉冲能量明显衰减,也改变了脉冲能流的分布,使得光丝长度变短;云雾粒子数浓度和粒子半径能够明显影响飞秒激光传输过程,粒子数浓度越高,粒子半径越大,飞秒激光钳制光强的峰值和电子密度的峰值越小,则传输形成的光丝的长度越短,脉冲能量衰减越明显。

自然环境中的云雾粒子数浓度随粒子直径的变化通常可以用一定形式的数学函数,也就是粒子谱分布来描述。本文仅考虑了粒子数浓度或者粒子尺

度均一的情形,对飞秒激光在具有不同粒子谱分布的云雾环境乃至降雨、降雪等复杂气象条件下非线性传输特性的研究将在下一步开展。

**致谢** 感谢中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室的鞠晶晶副研究员给予的悉心指导和帮助。

### 参 考 文 献

- [1] Méchain G, Méjean G, Ackermann R, et al. Propagation of fs TW laser filaments in adverse atmospheric conditions[J]. *Applied Physics B*, 2005, 80(7): 785-789.
- [2] Zeng Q W, Liu L, Zhang K J, et al. Numerical investigation on the influence of water vapor ionization on the dynamic and energy deposition of femtosecond ultraviolet laser filamentation in air[J]. *Applied Sciences*, 2019, 9(20): 4201.
- [3] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media [J]. *Physics Reports*, 2007, 441(2/3/4): 47-189.
- [4] Song Z M, Yang S, Gao H, et al. Intense femtosecond filamentation by superposed Gaussian beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38 ( 1 ): 0132001.  
宋振明, 杨森, 高慧, 等. 叠加高斯光束超强飞秒成丝的研究[J]. *光学学报*, 2018, 38(1): 0132001.
- [5] Chin S L, Chen Y, Kosareva O, et al. What is a filament?[J]. *Laser Physics*, 2008, 18(8): 962-964.
- [6] Braun A, Korn G, Liu X, et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air[J]. *Optics Letters*, 1995, 20(1): 73-75.
- [7] Kasparian J, Sauerbrey R, Chin S L. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air[J]. *Applied Physics B*, 2000, 71(6): 877-879.
- [8] Durand M, Houard A, Prade B, et al. Kilometer range filamentation [J]. *Optics Express*, 2013, 21 (22): 26836-26845.
- [9] Kasparian J. White-light filaments for atmospheric analysis[J]. *Science*, 2003, 301(5629): 61-64.
- [10] Kasparian J, Ackermann R, André Y B, et al. Electric events synchronized with laser filaments in thunderclouds [J]. *Optics Express*, 2008, 16 ( 8 ): 5757-5763.
- [11] Rosenthal E W, Jhaji N, Wahlstrand J K, et al. Collection of remote optical signals by air waveguides [J]. *Optica*, 2014, 1(1): 5-9.
- [12] Zeng Q W, Gao T C, Liu L, et al. Advances in mechanism research of femtosecond laser filamentation induced hydrometeors formation [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48 ( 4 ): 0406002.
- [13] Ju J J, Liu J S, Sun H Y, et al. Physical mechanism and research progress of femtosecond laser based artificial atmospheric modulation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(5): 0508004.  
鞠晶晶, 刘建胜, 孙海轶, 等. 飞秒激光人工影响天气的物理机理及研究进展[J]. *中国激光*, 2019, 46 (5): 0508004.
- [14] Wolf J P. Short-pulse lasers for weather control[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2018, 81 ( 2 ): 026001.
- [15] Schimmel G, Produit T, Mongin D, et al. Free space laser telecommunication through fog [J]. *Optica*, 2018, 5(10): 1338-1341.
- [16] Qi X X, Ma C L, Lin W B. Pressure effects on the femtosecond laser filamentation [ J ]. *Optics Communications*, 2016, 358: 126-131.
- [17] Houard A, Franco M, Prade B, et al. Femtosecond filamentation in turbulent air[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(3): 033804.
- [18] Shutov A V, Mokrousova D V, Fedorov V Y, et al. Influence of air humidity on 248-nm ultraviolet laser pulse filamentation[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(9): 2165-2168.
- [19] Henin S, Petit Y, Rohwetter P, et al. Field measurements suggest the mechanism of laser-assisted water condensation [ J ]. *Nature Communications*, 2011, 2: 456-463.
- [20] Courvoisier F, Boutou V, Kasparian J, et al. Ultraintense light filaments transmitted through clouds[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 83(2): 213-215.
- [21] Kolesik M, Moloney J V. Self-healing femtosecond light filaments [J]. *Optics Letters*, 2004, 29 ( 6 ): 590-592.
- [22] Skupin S, Bergé L, Peschel U, et al. Interaction of femtosecond light filaments with obscurants in aerosols[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(2): 023901.
- [23] Silaeva E P, Kandidov V P. Propagation of a high-power femtosecond pulse filament through a layer of aerosol[J]. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2009, 22(1): 26-34.
- [24] Militsin V O, Kouzminsky L S, Kandidov V P. Beam breakup and filament initiation induced by femtosecond pulse transmission through water aerosol [J]. *Proceedings of SPIE*, 2005, 5708: 277-287.

- [25] Kandidov V P, Militsin V O. Computer simulation of laser pulse filament generation in rain [J]. *Applied Physics B*, 2006, 83(2): 171-174.
- [26] Guo J, Zhang H, Wang X F. Attenuation and transmission of laser radiation at 532 nm and 1064 nm through rain [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(1): 0101004.  
郭婧, 张合, 王晓锋. 降雨对 532 nm 和 1064 nm 激光传输的衰减特性研究 [J]. *光学学报*, 2011, 31(1): 0101004.
- [27] Zhang K J, Liu L, Zeng Q W, et al. Influence of different scattering medium on propagation characteristics to femtosecond laser pulses [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(19): 194207.  
张克瑾, 刘磊, 曾庆伟, 等. 不同散射介质对飞秒脉冲激光传输特性影响研究 [J]. *物理学报*, 2019, 68(19): 194207.
- [28] Silaeva E P, Shlenov S A, Kandidov V P. Multifilamentation of high-power femtosecond laser pulse in turbulent atmosphere with aerosol [J]. *Applied Physics B*, 2010, 101(1/2): 393-401.
- [29] Chin S L, Talebpour A, Yang J, et al. Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2002, 74(1): 67-76.
- [30] Ma Y Y, Lu X, Xi T T, et al. Widening of long-range femtosecond laser filaments in turbulent air [J]. *Optics Express*, 2008, 16(12): 8332-8341.
- [31] Kandidov V P, Militsin V O, Bykov A V, et al. Application of corpuscular and wave Monte-Carlo methods in optics of dispersive media [J]. *Quantum Electronics*, 2006, 36(11): 1003-1008.
- [32] Xiang J S, He J H. Numerical calculation of Mie theory [J]. *Journal of Applied Optics*, 2007, 28(3): 363-366.  
项建胜, 何俊华. Mie 光散射理论的数值计算方法 [J]. *应用光学*, 2007, 28(3): 363-366.
- [33] Lan J P, Yu C X, Liu Y, et al. Effects of delayed Kerr nonlinearity on the propagation of femtosecond annular Gaussian filaments in air [J]. *Physica Scripta*, 2019, 94(10): 105225.
- [34] Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air [J]. *Optics Letters*, 1998, 23(5): 382-384.
- [35] Point G, Thouin E, Mysyrowicz A, et al. Energy deposition from focused terawatt laser pulses in air undergoing multifilamentation [J]. *Optics Express*, 2016, 24(6): 6271-6282.
- [36] Cheng Y H, Wahlstrand J K, Jhajj N, et al. The effect of long timescale gas dynamics on femtosecond filamentation [J]. *Optics Express*, 2013, 21(4): 4740-4751.
- [37] Wahlstrand J K, Jhajj N, Rosenthal E W, et al. Direct imaging of the acoustic waves generated by femtosecond filaments in air [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(5): 1290-1293.
- [38] Ryabtsev A, Pouya S, Koochesfahani M, et al. Vortices in the wake of a femtosecond laser filament [J]. *Optics Express*, 2014, 22(21): 26098-26102.
- [39] de la Cruz L, Schubert E, Mongin D, et al. High repetition rate ultrashort laser cuts a path through fog [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(25): 251105.
- [40] Ma C L, Lin W B. The life cycle of infrared ultrashort high intensity laser pulses in air [J]. *The European Physical Journal D*, 2015, 69(8): 197-202.