

激光波前相位因子对飞秒脉冲激光成丝动力学的影响^{*}

季忠刚 王占新 刘建胜[†] 李儒新

(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, 上海 201800)

(2009 年 12 月 11 日收到; 2010 年 2 月 5 日收到修改稿)

利用一个全阶色散非线性传输模型采用数值模拟的方法研究了初值条件下描述透镜聚焦效应的相位因子对飞秒脉冲激光成丝动力学的影响。研究发现, 利用单色指数相位因子 $e^{-ik^{(0)}r^2/2f}$ 来描述飞秒脉冲的透镜聚焦效应是不准确的, 特别是对于周期量级超短激光脉冲的成丝现象, 甚至会导致完全不同的成丝动力学过程。为了准确描述飞秒脉冲的透镜聚焦效应, 必须采用准确的相位因子 $e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ 。通过在频域控制激光波前相位因子可以控制周期量级飞秒脉冲激光的成丝动力学过程。

关键词: 相位因子, 成丝, 飞秒脉冲, 透镜聚焦

PACC: 4265, 5235M

1. 引 言

飞秒强激光脉冲在空气中传播时, 激光脉冲因空气介质的克尔效应引起光束自聚焦, 达到一定光强的激光光束电离空气产生等离子体通道, 当光束的克尔自聚焦与等离子体的散焦作用达到动态平衡时, 激光脉冲将被限制为细丝状沿该等离子体通道进行传播^[1-4]。自从 1995 年 Braun 等报道用飞秒强激光脉冲在空气中自聚焦产生等离子体通道以来^[1], 这种现象因其独特的物理机理和广阔的应用前景引起了极其广泛的研究兴趣。随着各个小组大量的实验及理论研究, 这种等离子体通道产生的基本物理机理已经为我们所知, 并且也提出了诸多的应用方向, 如脉宽压缩、雷电的激光控制与引导、大气遥感分析、激光雷达、超宽带远距离 THz 辐射源等等^[5-10]。

随着计算机技术的进展, 利用已经提出的各种非线性传输模型, 已经可以通过计算机模拟出与实验符合很好的结果。因此, 在飞秒激光成丝领域, 已经进行了大量的数值模拟工作^[11-20]。在激光成丝实验中, 为了控制光丝长度、成丝位置, 一个常用的元

件是透镜, 利用不同焦距的凸透镜或凹面镜(对于周期量级激光脉冲, 为避免透镜材料的色散, 一般采用凹面镜), 可以对初始激光脉冲产生聚焦效应^[21-24]。在数值实验中, 为了模拟透镜的聚焦效应, 根据菲涅耳衍射原理, 可以采用对初始输入脉冲引入一个附加的二阶相位因子 $e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ ^[25], 这里 $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ 是随频率变化的波数, f 是透镜焦距, $n(\omega)$ 是介质折射率, 对空气近似取 1。我们发现, 很多研究人员在数值模拟飞秒成丝现象时, 习惯于使用单色指数相位因子 $e^{-ik^{(0)}r^2/2f}$ 来模拟透镜的聚焦效应^[15, 16, 21, 22], 这里 $k^{(0)} = n(\omega)\omega_0/c$, ω_0 为激光脉冲中心频率。当激光脉宽比较宽时(几十个飞秒以上), 由于频宽很窄, ω 和 ω_0 的差别不大, 用两种相位因子模拟的结果相差不大。但对于周期量级的超短脉冲, 由于激光脉冲频宽达到数百纳米, 采用这两种不同的相位因子进行模拟时将得到完全不同的结果。

本文中, 我们以束腰为 800 nm, 脉宽 6 fs 的周期量级脉冲在氩气中的传输为例, 通过数值模拟对比了这两种相位因子的差别。我们选择凹面镜的焦距为 $f = 60$ cm, 模拟结果显示, 对于周期量级脉冲在气体中传输, 采用单色指数相位因子来模拟聚焦会

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB806000, 2010CB923200), 国家自然科学基金(批准号:10674145)资助的课题。

† 通讯联系人。E-mail: michaeljsliu@mail.siom.ac.cn

产生严重的问题。采用这两种不同的聚焦模型，在完全相同的传输条件下，我们的数值模拟甚至会获得完全不同的光丝动力学过程。

2. 理论模型

飞秒脉冲在透明介质中的非线性传输可以采用下列前向传输模型描述：^[11–13]

$$\begin{aligned} \partial_z \hat{E}(r, z, \omega) = & \left[\frac{i}{2k(\omega)} \nabla_{\perp}^2 + ik(\omega) \right] \hat{E}(r, z, \omega) \\ & + \frac{i\omega^2 \hat{P}_{\text{NL}}(r, z, \omega)}{2k(\omega)c^2 \varepsilon_0} - \frac{\omega \hat{J}_f(r, z, \omega)}{2k(\omega)c^2 \varepsilon_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

该模型描述线偏振激光电场的频谱振幅。这里 $\hat{E}(r, z, \omega)$ 是前向电场分量的傅里叶变换， z 是传播方向， $\nabla_{\perp}^2 = r^{-1} \partial_r r \partial_r$ 是衍射算符， $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ 是波数， $n(\omega)$ 是介质的线性折射率。 $\hat{P}_{\text{NL}}(r, z, \omega)$ 是介质的非线性极化率 $P_{\text{NL}}(r, z, t) = 2\varepsilon_0 n_b n_2 I(r, z, t) E(r, z, t)$ 的频域表达， n_b 和 n_2 分别对应介质在输入脉冲中心波长的线性折射率和非线性系数， ε_0 是真空介电常数， $I(r, z, t) = \varepsilon_0 n_b c E^2(r, z, t)/2$ 是激光强度。因电离引起的电流密度在频域表示为^[11]

$$\begin{aligned} \hat{J}_f(r, z, \omega) = & \frac{e^2}{m(\nu - i\omega)} n_e(r, z, \omega) \\ & \otimes E(r, z, \omega) + \frac{2I_p}{n_b c \varepsilon_0} \beta^{(k)} I^{(k-1)}(r, z, \omega) \\ & \otimes E(r, z, \omega), \end{aligned} \quad (2)$$

这里 ν 是碰撞频率， $\beta^{(k)}$ 对应多光子电离系数， I_p 是材料的电离势能。自由电子密度的演化能够采用一个光子电离模型来描述：

$$\partial_t \rho = \beta^{(K)} I^K + \eta_{\text{cas}} \rho I - \eta_{\text{rec}} \rho^2.$$

我们假定输入脉冲在空间域和时域均为高斯型，由此方程(1)的初始条件可以表达为^[14]

$$\begin{aligned} E(r, t, z = 0) = & \left(\frac{2P_{\text{in}}}{\pi w_0^2} \right)^{1/2} \\ & \times \text{ifft}[\text{fft}(e^{-r^2/w_0^2 - t^2/T_0^2 - iw_0 t}) \times \mathcal{F}], \end{aligned} \quad (3)$$

这里 T_0 和 w_0 分别表示脉冲宽度和束腰半径。 $\text{fft}\{\}$ 与 $\text{ifft}\{\}$ 分别对应正反傅里叶变换。 \mathcal{F} 是表示凹面镜聚焦的相位因子。 f 表示凹面镜焦距，我们考虑两种情况：1) $\mathcal{F} = e^{-ik^{(0)} r^2/2f}$ ，2) $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ 。

我们主要研究束腰为 800 nm，持续时间为 6 fs 的少周期飞秒脉冲在氩气中的传输，所需要的参数

列于表 1。

表 1 数值模拟 800 nm 飞秒脉冲在标准大气压氩气中传输时采用的参数

数值模拟所用参数	取值
非线性折射率	$n_2 = 3.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$
线性折射率	Sellmeier 方程 ^[26]
自聚焦临界功率	$P_{\text{cr}} = \lambda_0^2 / 2\pi n_b n_2 = 2.19 \text{ MW}$
电离势能	$I_p = 15.76 \text{ eV}$
电离所需光子数	$K = 11$
K 光子吸收截面	$\beta^{(11)} = 1.34 \times 10^{-114} \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^{19} \cdot \text{W}^{-11}$
碰撞时间	$\tau_c = 190 \text{ fs}$
雪崩系数	$\eta_{\text{cas}} = 3.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$
电子–离子复合速率	$\eta_{\text{rec}} = 7 \times 10^{-13} \text{ fs}^{-1}$

3. 模拟结果与讨论

为了更清楚的理解这两种聚焦相因子之间的差异，首先研究了在线性传输（仅考虑色散和衍射效应）的情况下，一个 800 nm, 6 fs 脉冲的演化过程。这种情况下对应的传输方程(1)可以简化为

$$\partial_z \hat{E}(r, z, \omega) = \left[\frac{i}{2k(\omega)} \nabla_{\perp}^2 + ik(\omega) \right] \hat{E}(r, z, \omega), \quad (4)$$

首先来研究采用相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik^{(0)} r^2/2f}$ 来模拟聚焦的情况。图 1 显示了 800 nm / 6 fs 的脉冲在纯线性传输时的空间频谱演化过程。可以清楚的看出，在脉冲向前传输逐渐接近焦点的过程中，是脉冲的低频成分先聚焦，也就是说，这些低频成分具有更小的焦距，而高频的成分则具有长的焦距，焦距是随频率变化的。事实上，对这种聚焦因子，很容易推导出，它的聚焦效应类似于一个焦距为 $f \cdot \omega/\omega_0$ 的“色散透镜”。从图 1(d)可以看出，当某些频率成分到达了它的焦点后再继续传输，则会由于干涉效应而产生复杂的干涉条纹。图 1 采用白线显示了对应位置处的轴上频谱，可以清楚的看出，这类特殊的聚焦效应引起轴上频谱峰值的移动。由于低频成分先聚焦，引起轴上频谱峰值先逐渐红移，当低频成分到达焦点然后开始散焦时，高频成分开始逐渐到达焦点，又引起频谱峰值的逐渐蓝移。

从图 2 可以看出，这类特殊的聚焦会导致轴上脉冲强烈的时域展宽，当传输到 60 cm 时，虽然脉冲的半高宽仅仅增加到大约 10 fs，但轴上脉冲形成了很宽的时域基座，而且轴上的时域轮廓不再是高斯

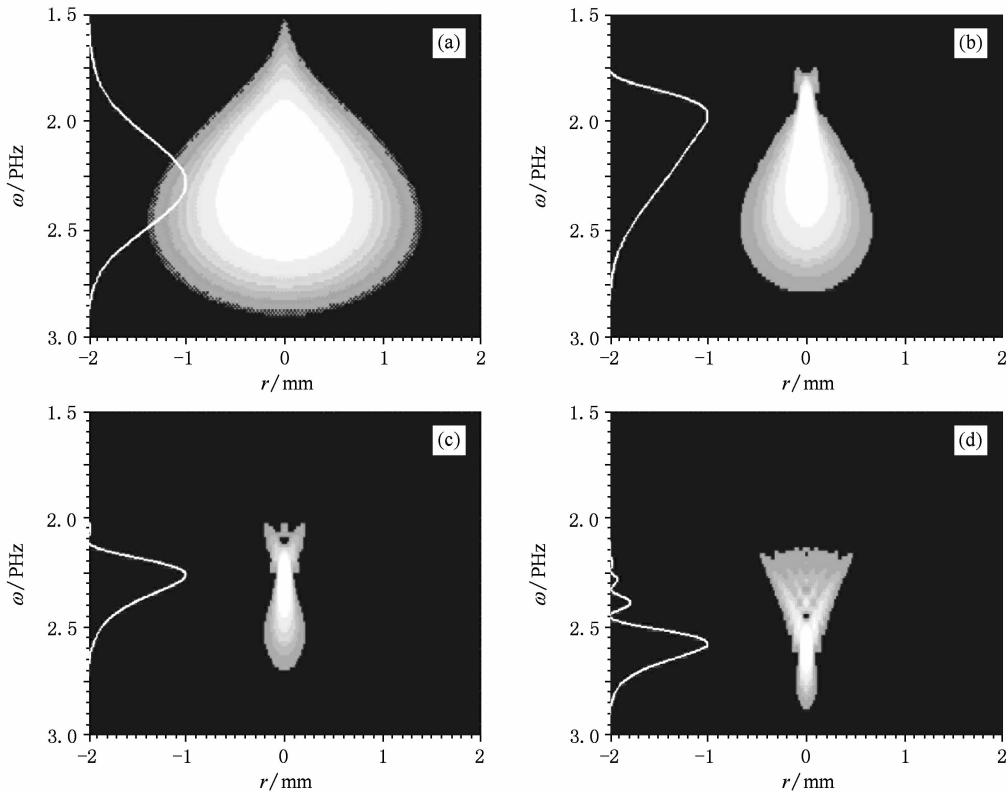


图1 当采用因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(0)r^2/2f}$ 描述聚焦效应时,一个 800 nm, 6 fs 脉冲在纯线性传输条件下的空间频谱演化过程(白线表示该位置处的归一化轴上频谱) (a) $z = 40$ cm; (b) $z = 50$ cm; (c) $z = 60$ cm; (d) $z = 70$ cm

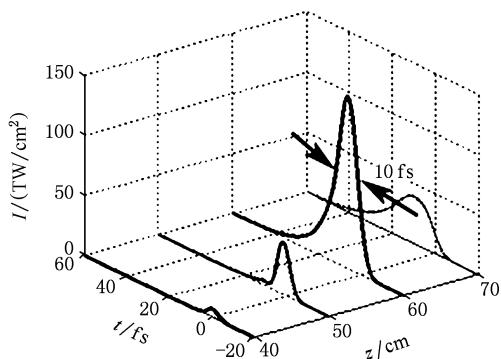


图2 与图1相同条件下,对应的轴上脉冲时域轮廓演化过程
型,已经变得时域不对称.

接下来我们研究了采用相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ 来模拟透镜聚焦效应的情况. 仍然首先考虑线性传输的情形. 图3显示了空间频谱的演化过程, 输入脉冲与图1完全相同. 从图3可以看出, 这种聚焦对所有的频率成分都具有相同的焦距, 也就是说焦距与频率无关. 图中的白线显示了轴上的频谱, 可以清楚的看出, 轴上频谱具有基本对称的轮廓, 而且各频率成分的强度对比不随位置而发生变化, 这种相位因子对应的是真实的凹面镜聚焦的情形.

从图4显示的轴上脉冲的时域轮廓演化过程来看, 脉冲在传输的过程虽然也经历了色散加宽, 当到达焦点位置时, 脉冲也被加宽到大约 10 fs, 然而轴上脉冲的时域轮廓始终保持着标准的高斯轮廓, 没有发生畸变.

在了解了这两种聚焦因子的本质区别后, 研究了其非线性传输或成丝的动力学过程的影响. 图5显示了一个脉宽 6 fs, 中心波长 800 nm, 束腰半径 2.5 mm 的高斯脉冲在两种不同聚焦效应的条件下, 峰值强度随传输距离的变化. 输入脉冲的峰值功率为 $5P_{cr}$. 从图中可以看出, 采用相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(0)r^2/2f}$ 描述成丝时, 光丝的长度会更长, 而且非线性焦点会提前. 这主要是由于脉冲的低频成分具有更短的焦距, 当这些低频成分逐渐逼近其自身的非线性焦点时, 这些低频成分就已经开始成丝, 高频成分具有更长的焦距, 因此其能量将逐渐增加到光丝中, 维持了较长的光丝长度.

图6显示了在四个典型位置 50.3, 55, 57.1, 60.4 cm 处的空间频谱分布, 这里采用的聚焦因子是 $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$. 从图6(a)可以看出, 在成丝开始前, 传输过程中主要是线性效应起作用, 非线性效

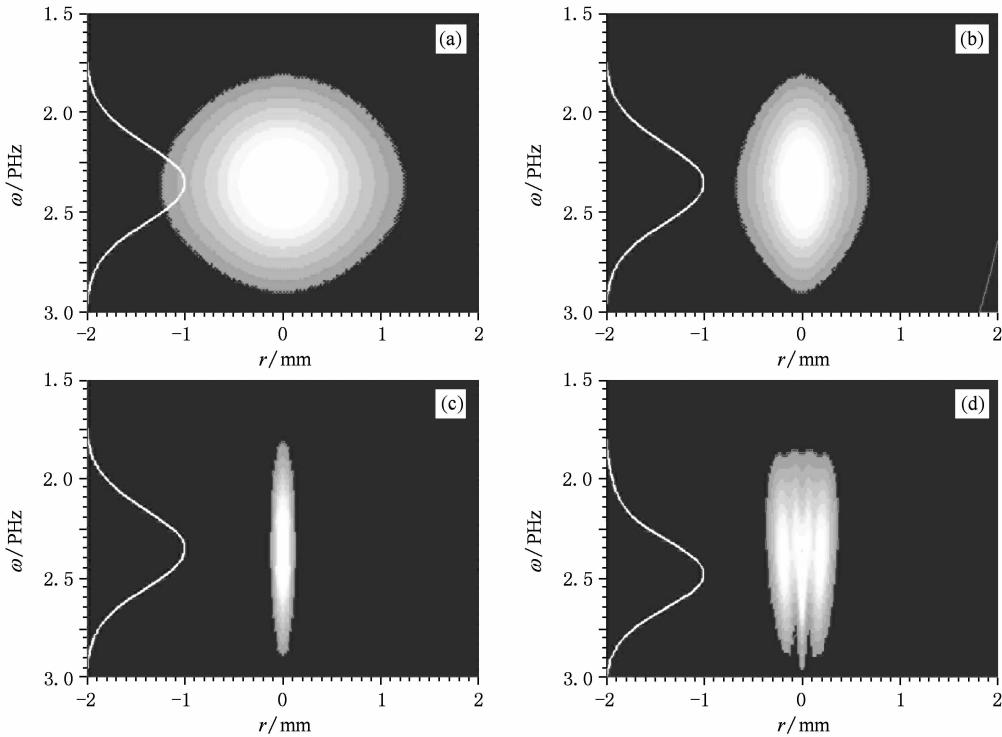


图3 当采用因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ 描述聚焦效应时,与图1相同的输入脉冲在纯线性传输条件下的频谱演化(白线表示该位置处的归一化轴上频谱) (a) $z = 40$ cm; (b) $z = 50$ cm; (c) $z = 60$ cm; (d) $z = 70$ cm

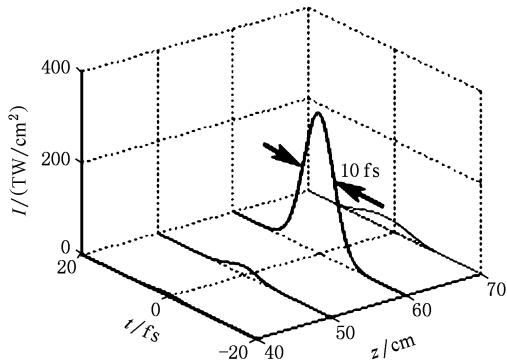


图4 与图3完全相同的条件下,对应的轴上脉冲时域轮廓的演化过程

应比较弱,因此仅仅能引起了频谱的轻微展宽。在图6(b)中当激光脉冲到达非线性焦点(大约在55 cm处)时,成丝开始,自相位调制和等离子体效应引起频谱的强烈展宽。由于介质具有正常色散,高频成分传播速度较小,这些高频成分主要集中在脉冲的尾部。随着脉冲的进一步向前传输,脉冲的尾部将经历等离子体散焦。因此在图6(c),脉冲的高频成分呈现锥形。

采用聚焦因子 $\mathcal{F} = e^{-ik^{(0)}r^2/2f}$ 来模拟聚焦效应时,成丝动力学过程会有明显的差异。图7显示了在

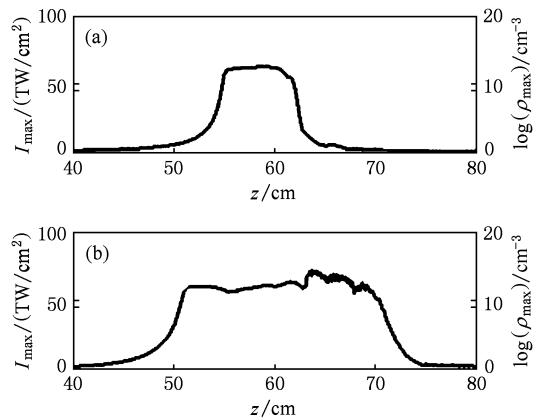


图5 输入功率为 $5 P_{cr}$,持续时间6 fs,束腰半径2.5 mm的脉冲在标准大气压的氩气中传输时,脉冲峰值强度随位置的变化
(a) $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$; (b) $\mathcal{F} = e^{-ik^{(0)}r^2/2f}$

几个典型位置47.1, 51.2, 56.5和61.6 cm处的空间频谱。在成丝以前,非线性效应很弱,因此频谱仅经历轻微的展宽。然而,这种聚焦因子描述的特殊聚焦效应导致低频成分具有更小的焦距,并导致非线性焦点提前。成丝开始后,高频成分逐渐汇聚到脉冲的后沿,引起更强烈的频谱展宽,最终导致在7—8 PHz区域形成分离的紫外超连续谱。对比图7

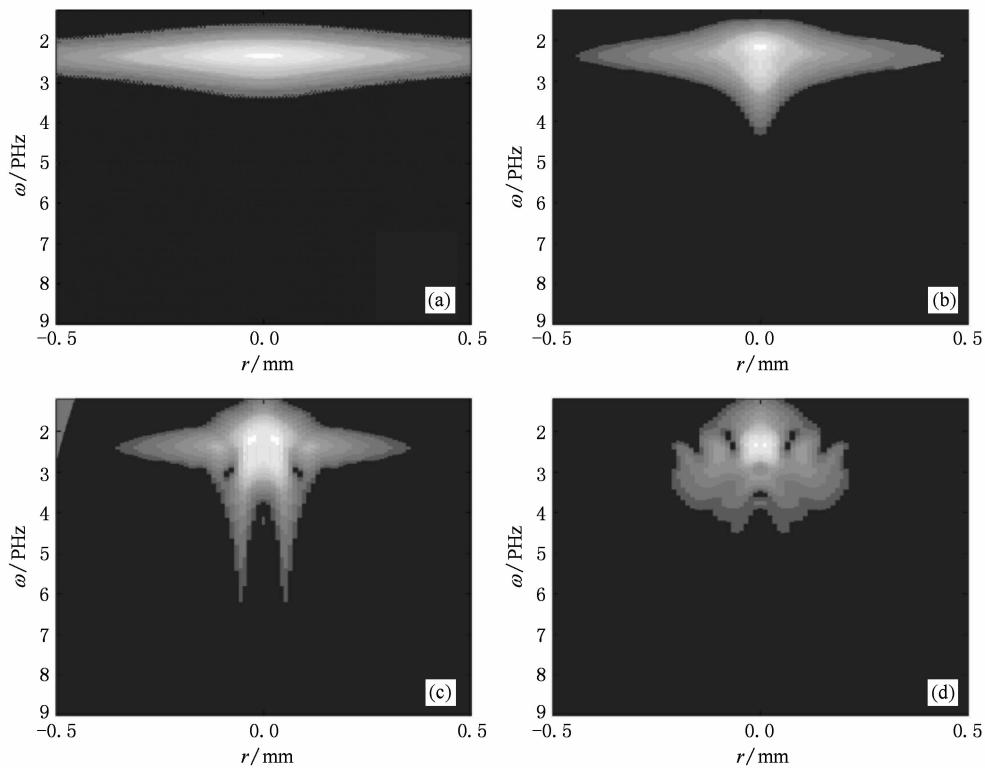


图6 采用相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ 描述聚焦效应时,几个不同位置处的空间频谱分布 (a) $z = 50.3 \text{ cm}$; (b) $z = 55 \text{ cm}$; (c) $z = 57.1 \text{ cm}$; (d) $z = 60.4 \text{ cm}$

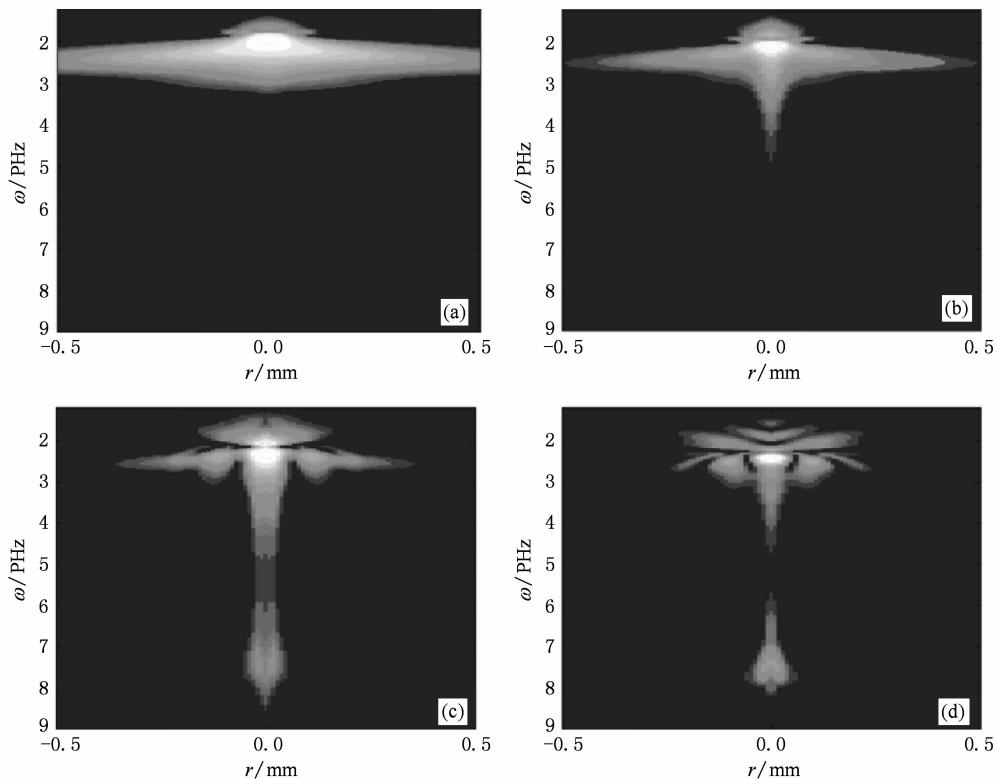


图7 采用相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(0)r^2/2f}$ 描述聚焦效应时,几个不同位置处的空间频谱分布 (a) $z = 47.1 \text{ cm}$; (b) $z = 51.2 \text{ cm}$; (c) $z = 56.5 \text{ cm}$; (d) $z = 61.6 \text{ cm}$

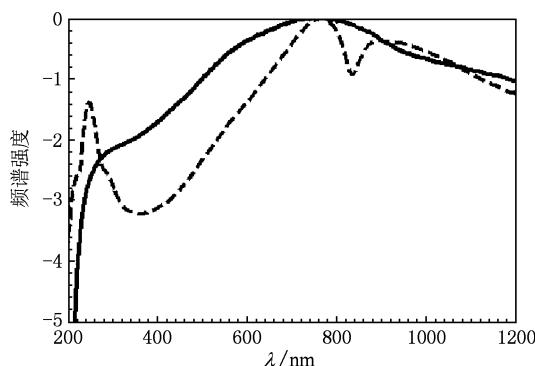


图8 在两种不同聚焦条件下获得的径向积分频谱强度(采用对数坐标). 虚线是采用相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(0)r^2/2f}$ 描述聚焦效应, $z=60.4\text{ cm}$; 实线是采用相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ 描述聚焦效应, $z=61.6\text{ cm}$

与图6,这两类成丝动力学是明显不同的. 最近Aközbek等人已经实验观察了周期脉冲在氩气中聚焦的超连续谱产生^[27]. 将图6(d)和图(d)中空间频

谱分布沿径向(垂直于传播方向)进行积分,将得到在相应位置用光谱仪观测到的光谱强度,如图8所示. 从图8可以看出,采用的聚焦因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ 进行理论模拟给出的结果与文献[27]给出实验结果符合得很好. 而用 $\mathcal{F} = e^{-ik(0)r^2/2f}$ 进行模拟时得到的在高频部分与实验有明显的差异.

4. 结 论

通过以上分析,在模拟聚焦激光脉冲的成丝动力学过程时,特别是对于周期量级的激光脉冲,如果要模拟透镜聚焦效应,为了获得与实验一致的结果,必须采用准确的二阶相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(\omega)r^2/2f}$. 采用近似的单频相位因子 $\mathcal{F} = e^{-ik(0)r^2/2f}$ 可能会导致与真实情况的严重偏差. 并且在数值模拟中,通过改变激光波前相位因子,可以控制飞秒激光脉冲的成丝动力学过程.

- [1] Braun A, Korn G, Liu X, Du D, Squier J, Mourou G 1995 *Opt. Lett.* **20** 73
- [2] Couairon A, Mysyrowicz A 2007 *Phy. Rep.* **441** 47
- [3] Chin S L, Hosseini S A, Liu W, Luo Q, Théberge F, Aközbek N, Becker A, Kandidov V P, Kosareva O G, Schroeder H 2005 *Can. J. Phys.* **83** 863
- [4] Tang H, Guo H, Liu M W, Qiu Y L, Deng D M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2170 (in Chinese) [唐 华、郭 弘、刘明伟、云 利、邓冬梅 2003 物理学报 **52** 2170]
- [5] Chen X W, Zhu Y, Liu J, Leng Y X, Ge X C, Li R X, Xu Z Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5178 (in Chinese) [陈晓伟、朱 穆、刘 军、冷雨欣、葛晓春、李儒新、徐至展 2005 物理学报 **54** 5178]
- [6] Chen X W, Liu J, Zhu Y, Leng Y X, Ge X C, Li R X, Xu Z Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3665 (in Chinese) [陈晓伟、刘 军、朱 穆、冷雨欣、葛晓春、李儒新、徐至展 2005 物理学报 **54** 3665]
- [7] Cao S Y, Zhang Z G, Chai L, Wang Q Y, Yang J J, Zhu X N 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2765 (in Chinese) [曹士英、张志冈、柴 路、王清月、杨建军、朱晓农 2007 物理学报 **56** 2765]
- [8] Ackermann R, Stelmaszczyk K, Rohwetter P, Méjean G, Salmon E, Yu J, Kasparian J, Mechain G, Bergmann V, Schaper S, Weise B, Kumm T, Rethmeier K, Kalkner W, Wöste L, Wolf J P 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5781
- [9] Stelmaszczyk K, Rohwetter P, Méjean G, Yu J, Salmon E, Kasparian J, Ackermann R, Wolf J P, Wöste L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3977
- [10] Luo Q, Xu H L, Hosseini S A, Daigle J F, Théberge F, Sharifi M, Chin S L 2006 *Appl. Phys. B* **82** 105
- [11] Liu J, Schroeder H, Chin S L, Yu W, Li R, Xu Z 2005 *Phys. Rev. A* **72** 053817
- [12] Liu J, Li R, Xu Z 2006 *Phys. Rev. A* **74** 043801
- [13] Wang Z, Liu J, Li R, Xu Z 2009 *Opt. Expr.* **17** 13841
- [14] Bergé L, Skupin S, Steinmeyer G 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033838
- [15] Li Y T, Xi T T, Hao Z Q, Zhang Z, Peng X Y, Li K, Jin Z, Zheng Z Y, Yu Q Z, Lu X, Zhang J 2007 *Opt. Expr.* **15** 17973
- [16] Skupin S, Stibenz G, Bergé L, Lederer F, Sokollik T, Schnürer M, Zhavoronkov N, Steinmeyer G 2006 *Phys. Rev. E* **74** 056604
- [17] Wen S C, Fan DY 2001 *Chin. Phys.* **10** 1032
- [18] Xi T T, Lu X, Hao Z Q, Ma Y Y, Zhang J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4303
- [19] Zhuo H B, Hu Q F, Liu J, Chi L H, Zhang W Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 197 (in Chinese) [卓红斌、胡庆丰、刘 杰、迟利华、张文勇 2005 物理学报 **54** 197]
- [20] Zhang H 2005 *Chin. Phys.* **14** 2019
- [21] Duan Z L, Chen J P, Li R X, Lin L H, Xu Z Z 2004 *Chin. Phys.* **13** 359
- [22] Duan Z L, Chen J P, Fang Z B, Wang X T, Li R X, Lin L H, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 473 (in Chinese) [段作梁、陈建平、方宗豹、王兴涛、李儒新、林礼煌、徐至展 2004 物理学报 **53** 473]

- [23] Li Y T, Zhang J, Chen L M, Zhao L Z, Xia J F, Teng H, Li Y H, Li Y J, Zhu C Y, Jiang W M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 204 (in Chinese) [李玉同、张杰、陈黎明、赵理曾、夏江帆、腾浩、李英骏、朱成银、江文勉 2001 物理学报 **50** 204]
- [24] Zhong J Y, Li Y T, Lu X, Zhang Y, Bernhardt J, Liu F, Hao Z Q, Zhang Z, Yu Q Z, Chen M, Yuan X H, Liang W X, Zhao G, Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7114 (in Chinese) [仲佳勇、李玉同、鲁欣、张翼、Bernhardt Jens、刘峰、郝作强、张喆、于全芝、陈民、远晓辉、梁文锡、赵刚、张
- 杰 2007 物理学报 **56** 7114]
- [25] Goodman J W 1996 *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, 2nd ed) p212
- [26] Dalgarno A, Kingston A E 1960 *Proc. R. Soc. Lond. A: Math. Phys. Sci.* **259** 424
- [27] Aközbek N, Trushin S A, Baltuška A, Fuß W, Goulielmakis E, Kosma E K, Krausz F, Panja S, Uiberacker M, Schmid W E, Becker A, Scalora M, Bloeme M, 2006 *New J. Phys.* **8** 177

Influence of quadratic phase existing in the initial condition on the dynamics of femtosecond laser pulse filamentation^{*}

Ji Zhong-Gang Wang Zhan-Xin Liu Jian-Sheng[†] Li Ru-Xin

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,

Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 11 December 2009; revised manuscript received 5 February 2010)

Abstract

By employing a full-order dispersion model, we numerically investigate the filamentation of few-cycle laser pulse focused in argon. The focusing effect caused by lens is simulated by quadratic phases $e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ and $e^{-ik^{(0)}r^2/2f}$, separately. We find that it is inaccurate to simulate the focusing effect by employing $e^{-ik^{(0)}r^2/2f}$, especially for the propagation of few-cycle. So quadratic phase $e^{-ik(\omega)r^2/2f}$ must be used in order to accurately simulate the effect induced by lens.

Keywords: quadratic phase, filamentation, femtosecond pulse, focusing by lens

PACC: 4265, 5235M

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2006CB806000, 2010CB923200), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674145).

† Corresponding author. E-mail: michaeljs_liu@mail.siom.ac.cn