



光参量啁啾脉冲放大数值模拟平台中超短脉冲聚焦模拟算法

陈经纬 罗斌 曾小明 母杰 王道

Ultra-short pulse focusing algorithm for optical parametric chirp pulse amplification numerical simulation platform

Chen Jing-Wei Luo Bin Zeng Xiao-Ming Mu Jie Wang Xiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 094204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222387

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222387>

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

快速傅里叶变换在阿秒束线光路稳定控制中的应用

Phase control and stabilization in attosecond beamline with fast Fourier transform

物理学报. 2019, 68(21): 214204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191164>

快速扫描频率分辨光学开关装置测量超短激光脉冲

Measurement of ultrashort laser pulses with rapid-scanning frequency-resolved optical gating device

物理学报. 2019, 68(11): 110601 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190034>

基于光束偏转的扫描式宽带光参量啁啾脉冲放大

Scanning broadband optical parametric chirped pulse amplification based on optical beam deflection

物理学报. 2019, 68(2): 024205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181538>

啁啾脉冲放大激光系统中展宽器色散的解析算法

Analytical algorithm of stretcher dispersion in chirp pulse amplification laser system

物理学报. 2020, 69(2): 024201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191587>

基于智能搜寻者优化的频率分辨光学开关重构算法

Reconstructing algorithm for frequency-resolved optical gating based on intelligent seeker optimization

物理学报. 2021, 70(9): 090601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201731>

基于旋转不变技术信号参数估计的激光扫频干涉测量方法

Laser frequency scanning interferometry based on estimating signal parameters via rotational invariance technique

物理学报. 2021, 70(3): 034205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201135>

光参量啁啾脉冲放大数值模拟平台中 超短脉冲聚焦模拟算法*

陈经纬¹⁾ 罗斌^{1)†} 曾小明²⁾ 母杰²⁾ 王道²⁾

1) (西南交通大学信息科学与技术学院, 成都 611756)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2022年12月14日收到; 2023年2月22日收到修改稿)

光参量啁啾脉冲放大 (OPCPA) 数值模拟平台研发涉及到光脉冲的展宽压缩、参量放大和聚焦输出等物理模型, 针对其中的超短脉冲聚焦算法, 本文推导给出了输出光场范围可调、并具备快速傅里叶算法的数学表达式, 解决了传统菲涅尔远场衍射聚焦算法面临如何提高光场分辨率和保持各波长分量计算网格大小一致的难题, 为后续直接进行时频逆变换、高效分析超短脉冲聚焦后的时空耦合特性提供了便利. 数值仿真结果揭示出, 超短脉冲聚焦场暗环区域表现出强烈的时空耦合特征. 本算法已成功应用于 OPCPA 数值仿真平台研发中, 可望在超短激光脉冲装置的优化设计工作中发挥重要作用.

关键词: 超短脉冲, 聚焦算法, 时空分布, 快速傅里叶变换

PACS: 42.65.Re, 42.25.Fx, 42.40.Lx, 42.30.Kq

DOI: 10.7498/aps.72.20222387

1 引言

高能超短激光脉冲在高能粒子加速、强场物理、惯性约束聚变“快点火”等领域具有广泛的应用^[1-3]. 光参量啁啾脉冲放大 (OPCPA) 技术在实现高功率、高能量、超短脉冲方面有着很大潜力^[4-6], 研发超短脉冲激光系统数值模拟仿真平台, 对于优化激光装置设计、提升激光质量十分重要. 其中, 仿真平台中对超短脉冲聚焦后的光学特性进行模拟计算时, 通常采用菲涅尔远场衍射传输方程^[7-9]. 首先需要计算超短脉冲中不同波长分量的光场传输分布状态, 然后利用傅里叶逆变换得到脉冲时空分布特性. 但是对于不同的波长分量, 远场算法得到的各自聚焦光场网格大小不相等, 导致后续傅里叶逆变换无法直接进行, 需要进行重新采样, 增大了计算量; 此外由于在脉冲展宽压缩、参量放大环节光场计算

范围受到限制, 还存在聚焦光场分辨率差的问题.

有关聚焦光场的衍射传输计算问题, 较为经典的是 Talanov 算法^[10], 它能根据传输距离自动变换计算网格以适应聚焦光束实际范围, 但不适用于聚焦场瑞利区; Feigenbaum 等^[11]对 Talanov 算法进行了修正, 通过对输入场再采样, 微调相位弯曲因子, 避免了 Talanov 算法不适用于瑞利区的缺陷, 但再采样使算法变得复杂. Kozacki 等^[12]在计算高数值孔径的衍射场时, 通过多次计算网格点数较小的傅里叶变换, 使光场分辨率得到提升; 杨美慧等^[13]采用两步坐标扩展变换方法, 按比例缩小输出窗口范围, 计算焦点处光场分布; Hu 等^[14]利用啁啾 Z 变换调整空间频率计算范围, 进而得到细致的聚焦光场分布. 文献^[15]中的两步衍射法假设除了输入场和输出场以外存在一个虚拟衍射场, 利用虚拟衍射场和输入、输出场之间的对应关系, 通过改变虚拟场的位置来调整输出场计算范围.

* 等离子体物理重点实验室 (批准号: 22-ZDJJ-06-03) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bluo@swjtu.edu.cn

不同于前述文献方法, 本文直接从菲涅尔远场衍射公式出发, 在离散计算过程中, 对输出场独立采样, 以满足输出场计算范围灵活可调的要求, 在此基础上推导给出了具备快速傅里叶算法的衍射传输数学表达式. 然后进一步分析讨论了使用该算法时需要满足的采样条件. 最后利用该算法对超短脉冲聚焦特性进行模拟仿真计算. 由于该算法在提高聚焦光场空间分辨率的同时, 保持了各波长分量计算网格的一致性, 计算效率大大提高. 在该算法的支持下, 模拟发现超短脉冲聚焦场暗环区域表现出强烈的时空耦合特征.

2 理论分析

2.1 输出场计算范围可调的理论公式推导

设输入和输出光场复振幅分别为 $U_{\text{in}}(x, y)$ 和 $U_{\text{out}}(x', y')$, 衍射传输距离为 z . 对聚焦过程进行模拟计算, 通常采用菲涅尔衍射方程的远场计算形式^[9], 输出场的复振幅表达式为

$$U_{\text{out}}(x', y') = \frac{1}{i\lambda z} \exp\left\{j\frac{k}{2z}[(x')^2 + (y')^2]\right\} \times \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{U_{\text{in}}(x, y) \exp\left[j\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)\right]\right\} \times \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(xx' + yy')\right] dx dy, \quad (1)$$

式中, \mathbf{k} 表示波矢 ($k = 2\pi/\lambda$), λ 是光波长, 其中的积分是输入场复振幅与一个二次相位因子乘积的傅里叶变换, 空间频率和坐标的映射关系为 $f_x = x'/(\lambda z)$, $f_y = y'/(\lambda z)$. 显然, 输出场计算范围依赖于波长, 因此利用 (1) 式数值计算时, 不同的波长分量对应聚焦光场网格间距不相等, 使得后续直接进行傅里叶逆变换变得困难; 另一方面, 数值仿真平台中, 为了兼顾参量放大过程, 输入场计算范围通常只需包含脉冲光束有效能量范围即可, 此时可能会使聚焦光场分辨率过低.

为了解决上述问题, 有必要发展输出光场计算网格能灵活调整的传输算法, 既能使不同波长分量输出光场的计算网格大小保持一致, 也能根据分辨率需求合理选择输出场范围大小. 在离散数值计算过程中, 设输入和输出光场计算范围分别为 $L_x \times L_y$ 和 $L'_x \times L'_y$, 抽样点数均为 N , 则采样间隔分别是 $\Delta x = L_x/N$, $\Delta y = L_y/N$, $\Delta x' = L'_x/N$, $\Delta y' = L'_y/N$, 离散采样点坐标可表示为

$$\begin{cases} x' = x'_0 + p\Delta x', & p = 0, 1, 2, \dots, N-1, \\ y' = y'_0 + q\Delta y', & q = 0, 1, 2, \dots, N-1, \\ x = x_0 + m\Delta x, & m = 0, 1, 2, \dots, N-1, \\ y = y_0 + n\Delta y, & n = 0, 1, 2, \dots, N-1, \end{cases} \quad (2)$$

其中 (x_0, y_0) , (x'_0, y'_0) 分别表示输入场和输出场的起始坐标. 用数值求和替代积分后, (1) 式的离散形式为

$$U_{\text{out}}(x'_0 + p\Delta x', y'_0 + q\Delta y') = \frac{\Delta x \Delta y}{i\lambda z} e^{j\frac{k}{2z}[(x'_0 + p\Delta x')^2 + (y'_0 + q\Delta y')^2]} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \left\{U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) \times e^{j\frac{k}{2z}[(x_0 + m\Delta x)^2 + (y_0 + n\Delta y)^2]} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}[(x_0 + m\Delta x)(x'_0 + p\Delta x') + (y_0 + n\Delta y)(y'_0 + q\Delta y')]} \right\}. \quad (3)$$

此处, 不能直接对 (3) 式进行快速离散傅里叶变换计算, 因为它虽然形式上和 (1) 式类似, 但是输出场独立取样以后, 其采样间隔不一定满足傅里叶变换要求的空间频率和坐标映射关系. (3) 式中 $e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}[(x_0 + m\Delta x)(x'_0 + p\Delta x') + (y_0 + n\Delta y)(y'_0 + q\Delta y')]}$ 项展开可以得到

$$U_{\text{out}}(x'_0 + p\Delta x', y'_0 + q\Delta y') = \frac{\Delta x \Delta y}{i\lambda z} e^{j\frac{k}{2z}[(x'_0 + p\Delta x')^2 + (y'_0 + q\Delta y')^2]} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}[x_0 p \Delta x' + y_0 q \Delta y']} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \left\{U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) \times e^{j\frac{k}{2z}[(x_0 + m\Delta x)^2 + (y_0 + n\Delta y)^2 + (x_0 + m\Delta x)x'_0 + (y_0 + n\Delta y)y'_0]} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}[mp\Delta x \Delta x' + nq\Delta y \Delta y']}\right\}, \quad (4)$$

为使式 (4) 求和部分能够进行快速卷积计算, 对其中的 p 和 q 变量进行以下变换处理:

$$p = \frac{m^2 + p^2 - (m - p)^2}{2m}, \quad q = \frac{n^2 + q^2 - (n - q)^2}{2n}.$$

(4) 式成为

$$\begin{aligned}
 & U_{\text{out}}(x'_0 + p\Delta x', y'_0 + q\Delta y') \\
 &= \frac{\Delta x \Delta y}{i\lambda z} e^{j\frac{k}{2z} [(x'_0 + p\Delta x')^2 - 2x_0 p\Delta x' - p^2 \Delta x \Delta x' + (y'_0 + q\Delta y')^2 - 2y_0 q\Delta y' - q^2 \Delta y \Delta y']} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \left\{ U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) \right. \\
 &\quad \times e^{j\frac{k}{2z} [(x_0 + m\Delta x)^2 - 2(x_0 + m\Delta x)x' - m^2 \Delta x \Delta x' + (y_0 + n\Delta y)^2 - 2(y_0 + n\Delta y)y'_0 - n^2 \Delta y \Delta y']} \\
 &\quad \left. \times e^{j\frac{\pi}{\lambda z} [(m-p)^2 \Delta x \Delta x' + (n-q)^2 \Delta y \Delta y']} \right\}, \tag{5}
 \end{aligned}$$

进一步运算后得到

$$\begin{aligned}
 & U_{\text{out}}(x'_0 + p\Delta x', y'_0 + q\Delta y') \\
 &= \frac{\Delta x \Delta y}{i\lambda z} e^{j\frac{k}{2z} \left[\left(1 - \frac{\Delta x}{\Delta x'}\right) \left(p\Delta x' + \frac{\Delta x' x'_0 - \Delta x x_0}{\Delta x' - \Delta x}\right)^2 + \left(1 - \frac{\Delta y}{\Delta y'}\right) \left(q\Delta y' + \frac{\Delta y' y'_0 - \Delta y y_0}{\Delta y' - \Delta y}\right)^2 \right]} \\
 &\quad \times \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \left\{ U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) e^{j\frac{k}{2z} \left[\left(1 - \frac{\Delta x'}{\Delta x}\right) \left(m\Delta x - \frac{\Delta x x'_0 - \Delta x x_0}{\Delta x - \Delta x'}\right)^2 + \left(1 - \frac{\Delta y'}{\Delta y}\right) \left(n\Delta y - \frac{\Delta y y'_0 - \Delta y y_0}{\Delta y - \Delta y'}\right)^2 \right]} \right. \\
 &\quad \left. \times e^{j\frac{k}{2z} [(m-p)^2 \Delta x \Delta x' + (n-q)^2 \Delta y \Delta y']} \right\}, \tag{6}
 \end{aligned}$$

为使表达式更加简洁, 引入以下变量代换:

$$u = 1 - \frac{\Delta x'}{\Delta x}, \quad u' = 1 - \frac{\Delta x}{\Delta x'} \quad (\Delta x' \neq \Delta x), \quad v = 1 - \frac{\Delta y'}{\Delta y}, \quad v' = 1 - \frac{\Delta y}{\Delta y'} \quad (\Delta y' \neq \Delta y),$$

化简后得到

$$\begin{aligned}
 & U_{\text{out}}(x'_0 + p\Delta x', y'_0 + q\Delta y') \\
 &= \frac{\Delta x \Delta y}{i\lambda z} \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda z} \left[u' \left(p\Delta x' + \frac{x'_0 - x_0}{u'} \right)^2 + v' \left(q\Delta y' + \frac{y'_0 - y_0}{v'} \right)^2 \right] \right\} \\
 &\quad \times \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \left\{ U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda z} \left[u \left(m\Delta x - \frac{x'_0 - x_0}{u} \right)^2 + v \left(n\Delta y - \frac{y'_0 - y_0}{v} \right)^2 \right] \right\} \right. \\
 &\quad \left. \times \exp \left[\frac{i\pi \Delta x'}{\lambda z \Delta x} (p\Delta x - m\Delta x)^2 + \frac{i\pi \Delta y'}{\lambda z \Delta y} (q\Delta y - n\Delta y)^2 \right] \right\}, \tag{7}
 \end{aligned}$$

(7) 式中的求和运算表示输入场 $U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y)$ 乘上一相位因子后, 再和序列 $\exp \left[\frac{i\pi \Delta x'}{\lambda z \Delta x} (m\Delta x)^2 + \frac{i\pi \Delta y'}{\lambda z \Delta y} (n\Delta y)^2 \right]$ 进行卷积, 由于二者参与卷积计算的步长均为 Δx (y 方向同理), 已经可以使用快速傅里叶算法进行卷积运算, 其中卷积核的傅里叶变换解析表达式为

$$\mathfrak{S} \left\{ \exp \left[\frac{i\pi \Delta x'}{\lambda z \Delta x} (m\Delta x)^2 + \frac{i\pi \Delta y'}{\lambda z \Delta y} (n\Delta y)^2 \right] \right\} = i\lambda z \sqrt{\frac{1}{\Delta x \Delta x'}} \sqrt{\frac{1}{\Delta y \Delta y'}} \exp \left[-i\pi \lambda z \left(\frac{\Delta x}{\Delta x'} f_x^2 + \frac{\Delta y}{\Delta y'} f_y^2 \right) \right], \tag{8}$$

符号 \mathfrak{S} 表示傅里叶变换, 利用 (8) 式将 (7) 式进一步改写为以下直观的快速计算形式:

$$\begin{aligned}
 & U_{\text{out}}(x'_0 + p\Delta x', y'_0 + q\Delta y') \\
 &= \sqrt{\frac{\Delta x}{\Delta x'}} \sqrt{\frac{\Delta y}{\Delta y'}} \cdot \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda z} \left[u' \left(p\Delta x' + \frac{x'_0 - x_0}{u'} \right)^2 + v' \left(q\Delta y' + \frac{y'_0 - y_0}{v'} \right)^2 \right] \right\} \\
 &\quad \times \mathfrak{S}^{-1} \left\{ \mathfrak{S} \left\{ U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) \exp \left[u \frac{i\pi}{\lambda z} \left(m\Delta x - \frac{x'_0 - x_0}{u} \right)^2 + v \frac{i\pi}{\lambda z} \left(n\Delta y - \frac{y'_0 - y_0}{v} \right)^2 \right] \right\} \right. \\
 &\quad \left. \times \exp \left[-i\pi \lambda z \left(\frac{\Delta x}{\Delta x'} f_x^2 + \frac{\Delta y}{\Delta y'} f_y^2 \right) \right] \right\}, \tag{9}
 \end{aligned}$$

式中, 符号 \mathfrak{S}^{-1} 表示逆傅里叶变换. 当输入场和输出场中心重合且计算范围相同时, 式 (9) 简化为

$$U_{\text{out}}(x'_0 + p\Delta x', y'_0 + q\Delta y') = \frac{1}{i\lambda z} \cdot \mathfrak{S}^{-1} \left\{ \mathfrak{S} [U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y)] \times \exp[-i\pi\lambda z (f_x^2 + f_y^2)] \right\}, \quad (10)$$

该式回归到文献 [8, 9] 中菲涅尔衍射算法的近场计算形式.

2.2 聚焦场采样条件讨论

在 OPCPA 飞秒激光装置中, 压缩后的脉冲通常利用离轴抛物面镜进行聚焦 [4]. 输入光场通过焦距为 f 的离轴抛物面镜后, 其离散化复振幅可表示为

$$U_{\text{in}}(x_0 + m\Delta x, y_0 + n\Delta y) \times \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda f} [(x_0 + m\Delta x)^2 + (y_0 + n\Delta y)^2] \right\}, \quad (11)$$

将其代入 (9) 式后, (9) 式中傅里叶变换项的指数部分变为

$$\exp \left[i\pi \left(\frac{u}{\lambda z} - \frac{1}{\lambda f} \right) (x_0 + m\Delta x)^2 \right]. \quad (12)$$

为简化分析, 令输入场和输出场中心重合, 根据奈奎斯特采样定理, 任意两个相邻采样值之间的相位差不大于 π , 以 x 方向为例 (以下均同), 存在以下不等式:

$$\left| \pi \left(\frac{u}{\lambda z} - \frac{1}{\lambda f} \right) (-N\Delta x + 2m\Delta x) \Delta x \right|_{m=N} \leq \pi, \quad (13)$$

其中, $m = N$ 对应输入场边缘位置所在点, 代入 u 的表达式展开得到

$$\Delta x - \frac{z\Delta x}{f} - \frac{\lambda z}{N\Delta x} \leq \Delta x' \leq \Delta x - \frac{z\Delta x}{f} + \frac{\lambda z}{N\Delta x}. \quad (14)$$

通常, 输入场计算范围大于光束能量范围, m 的取值可以小于 N , 所以 (14) 式属于充分条件. 同理, (9) 式中与傅里叶变换项相乘的另一指数项也需要满足采样定理, 则应有以下不等式:

$$\left| 2\pi \lambda z \left(\frac{\Delta x}{\Delta x'} f_x \cdot \frac{1}{N\Delta x} \right) \right| \leq \pi. \quad (15)$$

理论上, 上述不等式中 f_x 可以取到离散计算时的最高频率 $1/(2\Delta x)$ 处, 但实际上输入光场空间频率带宽范围是有限的, 输入光场和相位变换 (12) 式乘积共同决定了空间频率带宽, 即 (9) 式中傅里叶变换项对应的空间频率带宽存在上限 B_{max} , 则 (15) 式中 f_x 的最大取值应不大于 B_{max} , 由此得到

$$\Delta x' \geq 2\lambda z B_{\text{max}}/N, \quad (16)$$

在离散计算时, 应保证 $1/(2\Delta x) \geq B_{\text{max}}$; 并且当衍射传播距离 z 和焦距 f 大致相等时, (14) 式中最左边项为负数, 结合 (14) 式和 (16) 式可得到输出场采样约束条件:

$$\frac{2\lambda z B_{\text{max}}}{N} \leq \Delta x' \leq \Delta x + \frac{\lambda z}{N\Delta x} - \frac{z\Delta x}{f}, \quad (17)$$

实际计算时, 通常使 $\Delta x'$ 接近 $2\lambda z B_{\text{max}}/N$, 尽可能提高输出光场分辨率.

3 超短脉冲聚焦模拟计算

输入超短光脉冲的复振幅由下式给出, 其空间为 n 阶圆形超高斯分布, 时间为高斯分布:

$$E_{\text{in}}(x, y, t) = \exp \left[- \left(\frac{x^2 + y^2}{R^2} \right)^{2n} \right] \times \exp \left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{\text{FWHM}}^2} \right) \exp \left(i \frac{2\pi c}{\lambda_0} t \right), \quad (18)$$

式中, R 为光束半径, n 为超高斯光束阶数, τ_{FWHM} 为输入脉冲强度半峰全宽, λ_0 为超短脉冲的中心波长, c 为光速.

计算超短脉冲聚焦时, 首先通过时频变换得到超短脉冲中的光谱分布, 即:

$$U_{\text{in}}(x, y, \lambda) = \mathfrak{S}_t [E_{\text{in}}(x, y, t)]. \quad (19)$$

然后, 利用 (9) 式计算出每一光谱分量聚焦场 $U_{\text{out}}(x', y', \lambda)$, 再作时频逆变换得到最终的超短脉冲聚焦后的时空分布:

$$E_{\text{out}}(x', y', t) = \mathfrak{S}_t^{-1} \{ U_{\text{out}}(x', y', \lambda) \}. \quad (20)$$

参考 OPCPA 实验 [4] 中的光脉冲情况, 模拟计算采用的具体参数由表 1 列出.

表 1 超短脉冲聚焦模拟计算参数
Table 1. Calculation parameters of ultrashort pulse focusing.

计算参数名称和符号/单位	参数数值
时域脉宽 τ_{FWHM} / fs	20
中心波长 λ_0 / μm	0.8
脉冲时间采样间隔 Δt / fs	0.3
时域采样点数 N_t	512
超高斯阶数 n	12
输入光束半径 R / mm	50
输入光场采样点数 $N \times N$	2048 \times 2048
输入光场采样间隔 δx (δy) / mm	0.1
透镜后的传输距离 z / mm	800

对于 20 fs 的超短脉冲, 计算出的光谱如图 1 所示, 其波长范围很宽, 从 0.74—0.86 μm 均有能量分布.

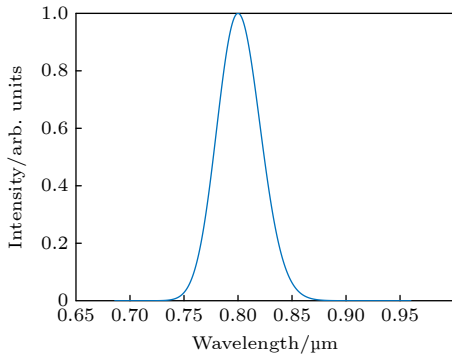


图 1 超短脉冲光谱分布

Fig. 1. Spectral distribution of ultrashort pulses.

图 2 和图 3 分别给出 (1) 式传统衍射算法和本文算法的不同波长分量聚焦场计算结果. 如图 2 所示, 传统衍射算法结果中, 大量采样点光场强度几乎为零, 光场分辨率低, 特别是当输入光场波前存在畸变的情况下, 这样的计算结果不能清楚地反映波前畸变对聚焦光斑的影响; 另外, 输出光场范围依赖于波长, 各光谱分量网格大小不一样, 导致 (20) 式的傅里叶逆变换难以直接进行, 而此时若是

对输出光场进行重采样将会大大增加整个系统计算量.

从图 3 可看出, 使用本文算法后, 可以灵活调整输出光场计算范围, 只针对能量不为零的区域进行计算. 这里将各波长分量的输出场范围统一为边长 102.4 μm 的正方形, 不但提高分辨率, 而且有利于后续直接进行时频变换来分析脉冲聚焦后的时空特性. 另一方面可以由 (16) 式计算出聚焦场采样间隔 $\delta x' = 0.05 \mu\text{m}$ 对应的输入场有效带宽, 在这个带宽范围内, 各波长光束能量占比均超过总能量的 99.8%, 由此保证了计算精度.

图 4 给出了超短脉冲聚焦后的时空分布图, 图 4(a) 为整体脉冲光的空间强度分布, 其 x' 轴上的一维强度分布如图 4(b) 中实线所示, 虚线对应中心波长分量情况, 此处, 两条曲线相对自身最大强度分别进行归一化处理. 通过对比可知, 在中心亮斑和各阶亮环附近, 整体脉冲光和中心波长分量分布比较接近、无明显区别, 而各谱分量暗环出现位置略有差异, 导致整体脉冲光的暗环相对强度和中心波长分量相比有明显的提高. 图 4(c) 和图 5(d) 分别为 $y' = 0 \mu\text{m}$ 和 $y' = 8.0 \mu\text{m}$ 时, x' 轴上不同位置的时间分布图, 可以看出, 在暗环附近超短脉冲聚焦后会产生畸变, 原因在于暗环附近的光谱分布

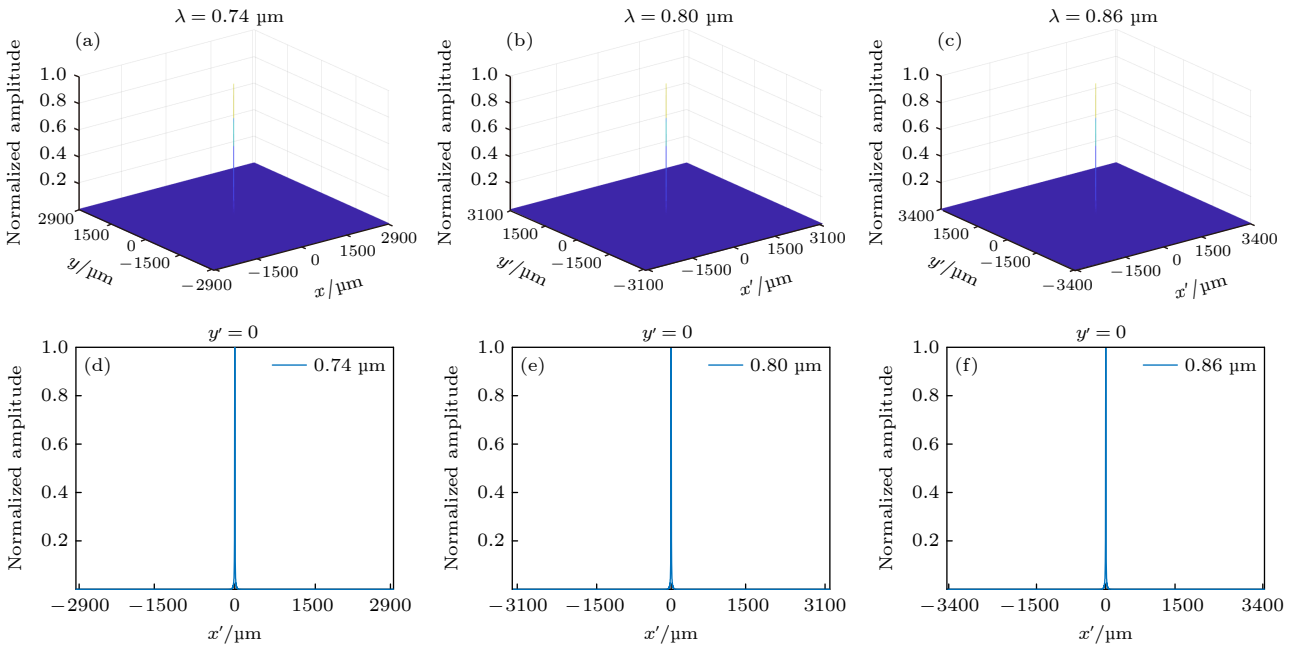


图 2 传统衍射算法聚焦光场分布 (a), (b) 和 (c) 分别是波长 $\lambda = 0.74, 0.80$ 和 $0.86 \mu\text{m}$ 时的归一化二维强度分布; (d), (e) 和 (f) 分别是波长 $\lambda = 0.74, 0.80 \mu\text{m}$ 和 $0.86 \mu\text{m}$ 时 x' 轴上归一化一维强度分布

Fig. 2. Focusing light field distribution of traditional diffraction algorithm: (a), (b) and (c) The normalized two-dimensional intensity distribution at $\lambda = 0.74, 0.80$, and $0.86 \mu\text{m}$, respectively; (d), (e) and (f) the normalized one-dimensional intensity distributions on the x' axis at $\lambda = 0.74, 0.80$, and $0.86 \mu\text{m}$, respectively.

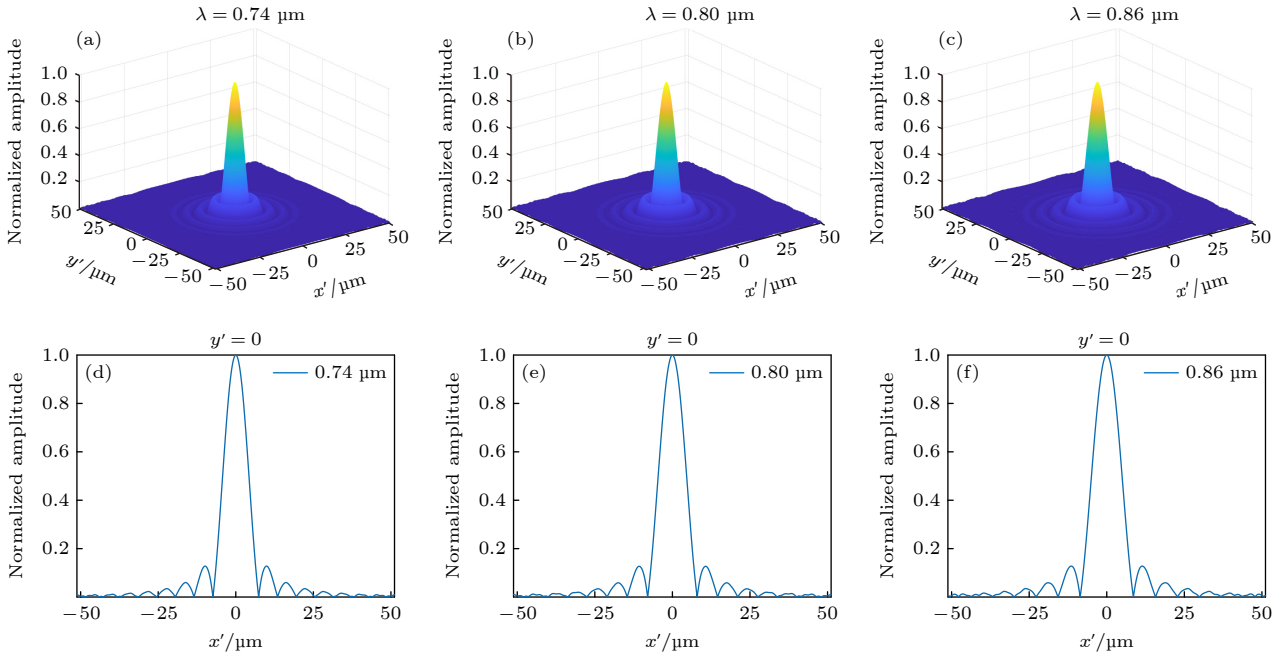


图 3 本文算法聚焦光场分布 (a), (b) 和 (c) 分别是波长 $\lambda = 0.74, 0.80$ 和 $0.86 \mu\text{m}$ 时的归一化二维强度分布; (d), (e) 和 (f) 分别是波长 $\lambda = 0.74, 0.80$ 和 $0.86 \mu\text{m}$ 时 x' 轴上归一化一维强度分布

Fig. 3. Focusing light field distribution of the proposed algorithm: (a), (b) and (c) The normalized two-dimensional intensity distribution at $\lambda = 0.74, 0.80$, and $0.86 \mu\text{m}$, respectively; (d), (e) and (f) are the normalized one-dimensional intensity distributions on the x' axis at $\lambda = 0.74, 0.80$, and $0.86 \mu\text{m}$, respectively.

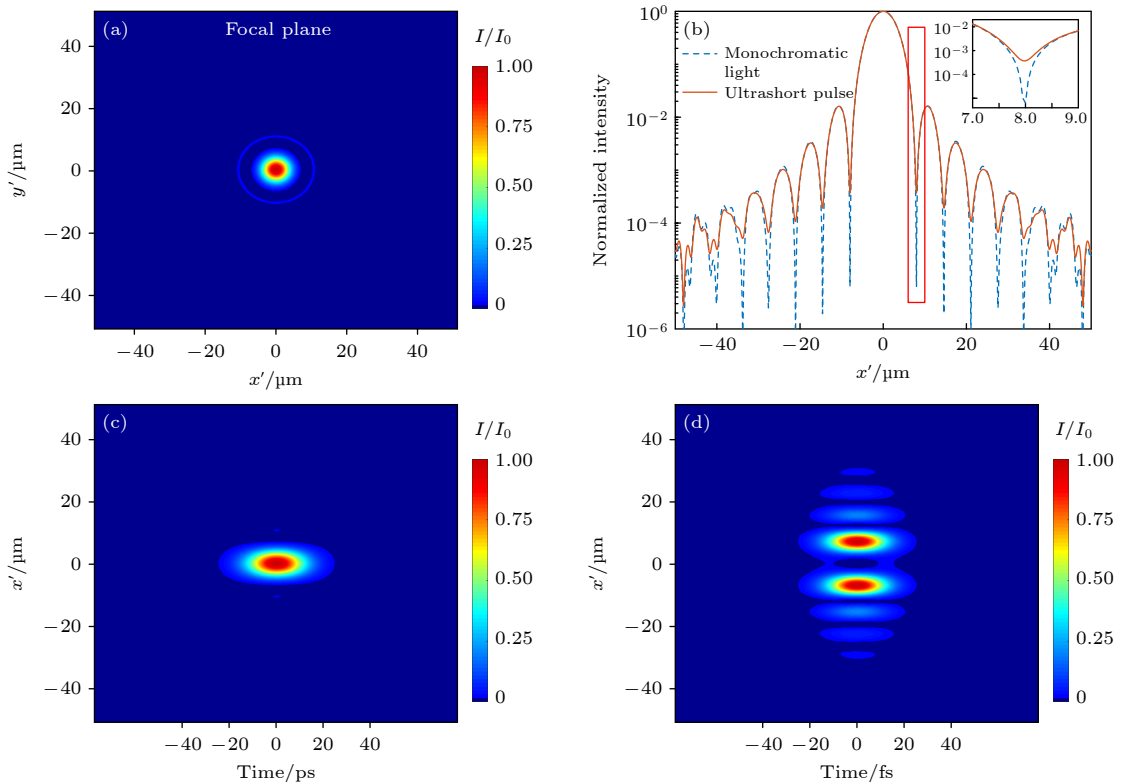


图 4 聚焦场的时空分布图 (a) 整体脉冲光的二维空间分布; (b) 整体脉冲光和中心波长分量在 x' 轴上的一维分布对比 (内插图红色矩形框范围内的放大图); (c) $y' = 0 \mu\text{m}$ 处的时空分布; (d) $y' = 8.0 \mu\text{m}$ 处的时空分布

Fig. 4. Spatial-temporal distribution of the focused field: (a) The two-dimensional spatial distribution of the whole pulsed light; (b) one-dimensional distribution comparison of the whole pulse light and the central wavelength component on the x' axis (the interpolation image is an enlarged image within the red rectangular box); (c) spatio-temporal distribution at $y' = 0 \mu\text{m}$; (d) spatio-temporal distribution at $y' = 8.0 \mu\text{m}$.

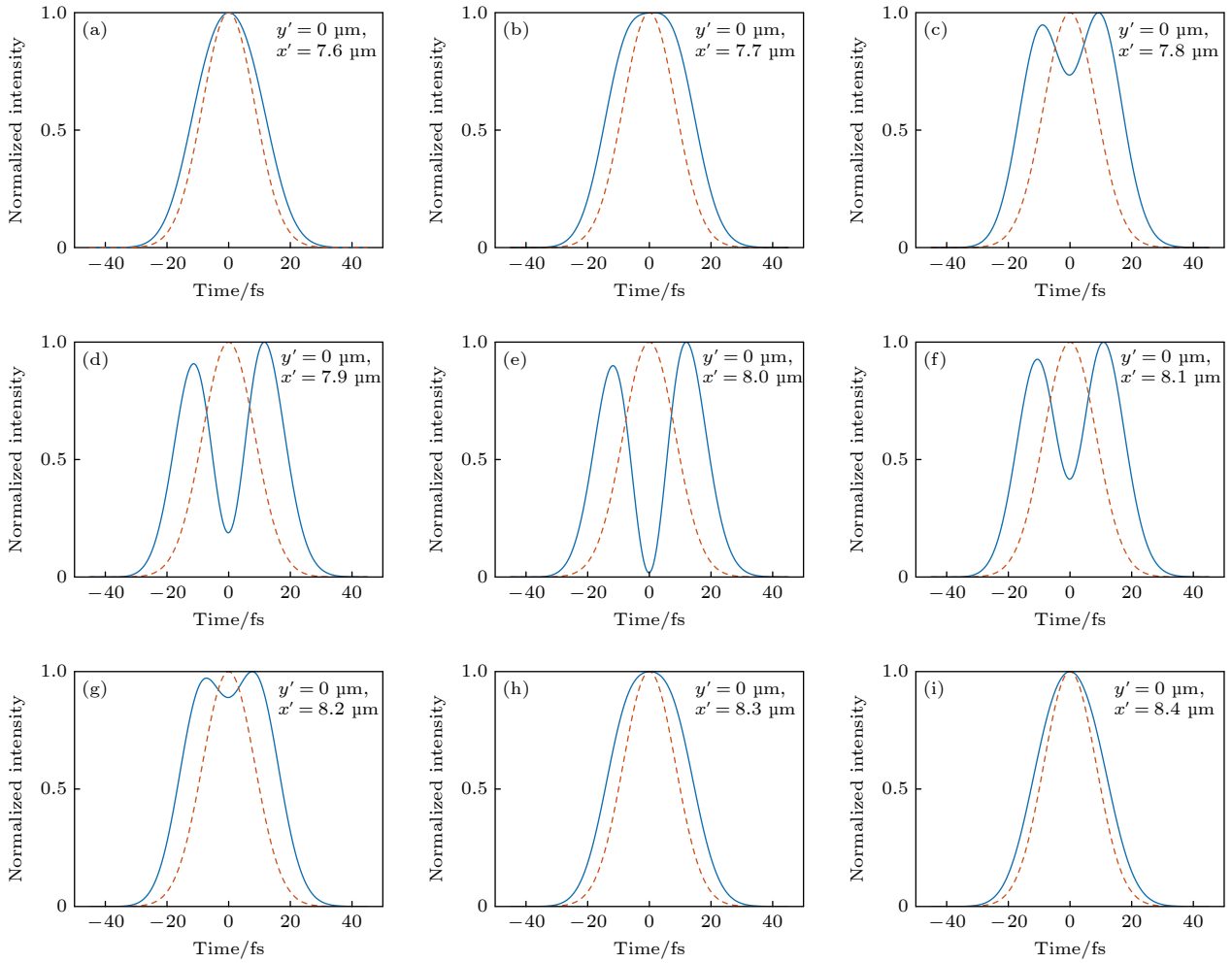


图 5 聚焦场 x' 轴上暗环附近时间波形演变图 (a)–(i) 分别对应 x' 轴上位置从 $7.6 \mu\text{m}$ 以步长 $0.1 \mu\text{m}$ 变化到 $8.4 \mu\text{m}$

Fig. 5. Evolution of pulse shapes near the dark ring on x' axis of focal field: (a)–(i) Corresponding to the axis position from $7.6 \mu\text{m}$ to $8.4 \mu\text{m}$ with a step of $0.1 \mu\text{m}$.

和传输之前相比发生很大变化. 为了更清楚地反映暗环附近的时空耦合演变规律, 图 5 给出了 x' 轴上暗环附近不同坐标点的归一化时间强度分布图, 其中实线为超短脉冲聚焦后的时间分布, 作为对比, 虚线是输入脉冲的时间分布. 从图 5 可以看出, 在暗环处, 脉冲时域波形分裂成两个波峰, 而且在零时刻强度最弱, 随着逐渐偏离暗环区域, 两个波峰逐渐演变合成为单一短脉冲. 值得说明的是, 尽管聚焦脉冲在暗环区域会发生严重畸变, 但由于脉冲暗环区域功率占总功率比例很小, 对光脉冲的整体时间分布影响却不大.

4 总 结

本文提出了一种针对超短脉冲聚焦场的衍射传输算法, 并推导给出了具备快速傅里叶算法的数

学表达式. 该方法优点表现在, 可以根据实际需求灵活调整网格大小, 提高聚焦场分辨率, 克服了传统衍射算法各谱分量输出场计算范围不一致的缺点, 为后续直接进行时频变换带来便利. 同时本文还讨论了使用该算法时需要满足的采样条件, 为数值计算时采用合适的窗口大小和采样间隔提供依据, 避免计算失真. 利用该算法对超短脉冲聚焦场进行模拟计算, 结果发现超短脉冲聚焦场暗环区域表现出强烈的时空耦合特征. 本算法已成功应用于 OPCPA 数值仿真平台研发中, 可以用来分析超短脉冲聚焦过程发生的时空耦合效应.

参考文献

[1] Wang D H, Shou Y R, Wang P J, Liu J B, Mei Z S, Cao Z X, Zhang J M, Yang P L, Feng G B, Chen S Y, Zhao Y Y, Joerg S, Ma W J 2020 *High Power Laser Sci.* 8 04000e41

- [2] Danson C, Hillier D, Hopps N, Neely D 2015 *High Power Laser Sci.* **3** 010000e3
- [3] Wang X B, Guang Y H, Zhang Z M, Gu Y Q, Zhao B, Zuo Y, Zheng J 2020 *High Power Laser Sci.* **8** 04000e34
- [4] Zeng X M, Zhou K N, Zuo Y L, Zhu Q H, Su J Q, Wang X, Wang X D, Huang X J, Jiang X J, Jiang D B, Guo Y, Xie N, Zhou S, Wu Z H, Mu J, Peng H, Jing F 2017 *Opt. Lett.* **42** 2014
- [5] Xiao Q, Pan X, Jiang Y E, Wang J F, Du L F, Guo J T, Huang D J, Lu X H, Cui Z J, Yang S S, Wei H, Wang X C, Xiao Z L, Li G Y, Wang X Q, Ouyang X P, Fan W, Li X C, Zhu J Q 2021 *Opt. Express* **29** 15980
- [6] Begishev I A, Bagnoud V, Bahk S W, Bittle W A, Brent G, Cuffney R, Dorrer C, Froula D H, Haberberger D, Mileham C, Nilson P M, Okishev A V, Shaw J L, Shoup M J, Stillman C R, Stoeckl C, Turnbull D, Wager B, Zuegel J D, Bromage J 2021 *Appl. Opt.* **60** 11104
- [7] Hu B L, Wang X, Li W, Zeng X M, MU J, Zuo Y L, Wang X D, Wu C H, Su J Q 2020 *Acta Opt. Sin.* **40** 222 (in Chinese) [胡必龙, 王道, 李伟, 曾小明, 母杰, 左言磊, 王晓东, 吴朝辉, 粟敬钦 2020 *光学学报* **40** 222]
- [8] Born M, Wolf E (translated by Yang J S) 2009 *Principles of optics* (7th Ed.) (Beijing: Electronic Industry Press) pp353–357 (in Chinese) [麦克斯 波恩, 埃米尔 沃尔夫著 (杨葭 荪译) 2009 *光学原理* (第七版) (北京: 电子工业出版社) 第 353–357页]
- [9] Goodman J W (translated by Qin K C, Liu P S, Chen J B, Cao Q Z) 2016 *Introduction to Fourier Optics* (3rd Ed.) (Beijing: Electronic Industry Press) pp46–49 (in Chinese) [古 德曼 J W (秦克诚, 刘培森, 陈家璧, 曹其智 译) 2016 *傅里叶光 学导论* (第三版) (北京: 电子工业出版社) 第46–49页]
- [10] Talanov V I 1970 *JETP Lett.* **11** 199
- [11] Feigenbaum E, Sacks R A, McCandless K P, MacGowan B J 2013 *Appl. Opt.* **52** 5030
- [12] Kozacki T, Falaggis K, Kujawinska M 2012 *Appl. Opt.* **51** 7080
- [13] Yang M X, Zhong M, Ren G, He H X, Liu W B, Xia H J, Xue L P 2011 *Acta Optic Sinica* **31** 72 (in Chinese) [杨美霞, 钟鸣, 任钢, 何衡湘, 刘文兵, 夏惠军, 薛亮平 2011 *光学学报* **31** 72]
- [14] Hu Y L, Wang Z Y, Wang X W, Ji S Y, Zhang C C, Li J W, Zhu W L, Wu D, Chu J R 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 119
- [15] Voelz D G 2010 *Computational Fourier Optics* (Bellingham: Washington SPIE Press) pp199–201

Ultra-short pulse focusing algorithm for optical parametric chirp pulse amplification numerical simulation platform*

Chen Jing-Wei¹⁾ Luo Bin^{1)†} Zeng Xiao-Ming²⁾ Mu Jie²⁾ Wang Xiao²⁾

1) (*The School of Information & Technology, Southwest of Jiaotong University, Chengdu 611756, China*)

2) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 14 December 2022; revised manuscript received 22 February 2023)

Abstract

The development of optical parametric chirp pulse amplification (OPCPA) numerical simulation platform involves physical models such as broadening and compression of optical pulse, parametric amplification and focusing output. In the simulation platform, the Fresnel far-field diffraction equation is usually used to simulate the characteristics of ultrashort pulse focusing. Firstly, we need to calculate the optical field distribution of different wavelength components in the ultrashort pulse, and then use the inverse Fourier transform to obtain the temporal and spatial distribution characteristics of the pulse. However, for different wavelength components, the sizes of focused field grids obtained by the far-field algorithm are not equal, and subsequent resampling is required, which will increase the amount of calculation. In addition, due to the limitation of the calculation range of the light field in the pulse broadening and compression, there is also a problem of poor resolution of the focused field. In this work, the mathematical expression that can adjust the range of the output light field and use the fast Fourier algorithm is derived. The main mechanism of this algorithm is as follows. Based on the Fresnel far-field diffraction equation, the output field is sampled independently in the discrete calculation process to meet the requirements for adjustable range of the output field. After identity transformation, the output field results can be calculated by the fast Fourier algorithm. Furthermore, the sampling conditions that need to be satisfied when using the algorithm are further analyzed and discussed. It solves the problem of how to improve the resolution of light field and keep the computational grid size of each wavelength component consistent when the traditional Fresnel far field diffraction is used to simulate the focusing process, which provides the convenience for the subsequent direct time-frequency inverse transformation. The numerical simulation results reveal that the dark ring region of the ultrashort pulse focusing field shows strong spatiotemporal coupling characteristics. This algorithm has been successfully applied to the development of OPCPA numerical simulation platform, and is expected to play an important role in optimizing the design of ultrashort laser pulse device.

Keywords: ultra-short pulse, focusing algorithm, spatial-temporal distribution, fast Fourier transform

PACS: 42.65.Re, 42.25.Fx, 42.40.Lx, 42.30.Kq

DOI: [10.7498/aps.72.20222387](https://doi.org/10.7498/aps.72.20222387)

* Project supported by the Science and Technology on Plasma Physics Laboratory (Grant No. 22-ZDJJ-06-03).

† Corresponding author. E-mail: bluo@swjtu.edu.cn