

基于 Z 扫描技术的超快脉冲激光焦深测量方法*

林克晟^{1)2)#} 高宇^{1)2)#} 钟筱晴¹⁾²⁾ 姜小芳^{1)2)†}

1) (华南师范大学物理学院, 原子亚原子结构与量子调控教育部重点实验室, 广东省高等学校

物质结构与相互作用基础研究卓越中心, 广州 510006)

2) (华南师范大学, 广东省量子调控工程与材料重点实验室, 粤港量子物质联合实验室, 广州 510006)

(2024 年 11 月 28 日收到; 2025 年 1 月 10 日收到修改稿)

传统焦深测量方法大多需要直接捕捉光斑尺寸, 但超快脉冲激光系统焦点处高峰值光强容易使仪器损坏, 而利用自相关和平移探测器等方法光路复杂, 容易引入误差. 考虑到现有方法的局限, 本文提出了一种基于 Z 扫描技术的超快脉冲激光焦深测量新方法. 从非线性光学理论出发, 推导出利用开孔 Z 扫描技术测量具有双光子吸收特性的材料时, 透射率曲线符合洛伦兹分布, 拟合后可以快速确定焦点位置及焦深大小. 通过仿真不同因素下的测量结果, 验证了利用 Z 扫描技术测量光学系统焦深的可行性. 通过实验测量不同样品厚度、入射光强、样品类型及不同透镜超快光学系统的透射率曲线, 表明开孔 Z 扫描曲线的半高全宽与理论焦深值具有显著一致性. 该方法将焦深大小与透射率曲线的束腰半径相关联, 利用 Z 扫描曲线的洛伦兹分布特性排除了不同因素对测量结果的影响, 能够准确测量超快脉冲激光聚焦系统的焦深.

关键词: Z 扫描, 双光子吸收, 焦深, 洛伦兹分布**PACS:** 42.65.-k, 78.20.Bh**DOI:** 10.7498/aps.74.20241658**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241658

1 引言

焦深 (depth of focus, DOF) 作为光学系统纵向成像能力的核心指标, 在各类高分辨显微成像系统的构建中发挥着至关重要的作用^[1-4]. 在理论上, DOF 可以表示为

$$\text{DOF} = 2z_R = \frac{2\pi\omega_0^2}{\lambda}, \quad (1)$$

其中 ω_0 是高斯光束的束腰半径; z_R 是高斯光束的瑞利长度. DOF 是光束在传播方向上保持聚焦能力的距离范围, z_R 则定义了光束开始明显扩散的点, 他们也直接定义了光束的聚焦和衍射特性. 在

实际应用中, DOF 与 z_R 的关系对于光学系统的选择存在重要意义.

超快激光是指通过激光锁模与啁啾脉冲放大等技术, 将脉冲激光脉宽压缩至皮秒及以下量级, 从而实现超短脉宽与高能量的脉冲输出^[5,6], 其应用涉及微纳精密加工^[7-9]、非线性光学^[10-12]、超快物理学^[13,14]等多种前沿科学技术领域. 在超快脉冲激光系统中, 光学系统聚焦超快脉冲的性能取决于群延迟色散、群延迟色散沿光学系统入口瞳孔径向坐标的变化、透镜在焦平面周围的衍射效应引起的脉冲传播时间延迟等因素. 同时, 由于超高的峰值功率和较短的瑞利长度, 在使用超快脉冲激光对固体目标进行紧密聚焦时, 聚焦的微小偏差都可能

* 国家自然科学基金 (批准号: 62075065)、广州市科技计划 (批准号: 2019050001, 20202030148)、广东省自然科学基金 (批准号: 2021A1515011388) 和广东省信息光子技术重点实验室 (批准号: 2017B030301007) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: jiangxf@scnu.edu.cn

导致激光强度分布的显著变化,从而影响成像质量和效率^[15,16].因此,需要一种准确、简单、快速定位的超快脉冲激光 DOF 测量技术^[17].

传统的 DOF 测量方法大多依赖于 CCD 相机来捕捉光斑尺寸沿光轴的变化情况^[18-20],这些方法虽然能够提供一定的 DOF 信息,但往往受到光斑尺寸测量精度的限制.另一种方法则通过观察光斑尺寸在特定范围内的变化来测定 DOF^[21].但是这种方法对实验环境和操作要求较高,难以实现自动化和高效测量.还有研究提出通过测量物体在沿光轴移动过程中保持清晰成像的距离来确定 DOF^[22,23],这种方法需要连续的图像拍摄和数据分析,过程繁琐且易受到外部干扰.由于超快脉冲激光在焦点处的峰值光强通常较强,这些方法往往存在对仪器造成潜在损害的风险,不适用于超快脉冲激光 DOF 测量.在超快脉冲激光系统中, Garduno-Mejía 等^[15], Ramírez-Guerra 等^[16], Castro-Marín 等^[17]和 Moreno-Larios 等^[24]分别提出利用自相关技术和双光子吸收探测器可以测量脉冲持续时间,并指出该方法也可以用于测量 DOF.虽然这些方法能够在一定程度上解决超快脉冲激光 DOF 测量问题,但在扫描过程中需要分成两路光形成干涉,并移动位移平台或检测器.光路较为复杂,容易引入误差,从而影响焦深的测量精度.

针对上述问题,本文提出了一种基于双光子吸收材料的开孔 Z 扫描测量 DOF 的新方法.该方法利用双光子吸收与入射功率的平方依赖关系,通过洛伦兹曲线拟合开孔 Z 扫描的非线性吸收信号强度变化,直接获取焦点的位置和 DOF 信息.该方法适用于高功率的超短脉冲测量,测量光路结构简单,在不同实验条件下表现出较高测量精度和稳定性,能够满足超快脉冲激光 DOF 的测量需求.

2 理论方法

Z 扫描是一种测量材料非线性光学特性的高灵敏度技术,其开孔模式用于测量非线性吸收系数,闭孔模式用于测量非线性折射率^[25,26].如图 1 所示,本文搭建了开孔模式的 Z 扫描光路装置,使用波长可调飞秒激光器 (coherent chameleon, 680—1300 nm, 80 MHz) 产生脉宽约 200 fs, 波长 690—1300 nm 的高功率飞秒激光作为入射光,对聚焦元件 L1 的 DOF 进行测量.在该装置中,电动位移平台用于调整样品在光束传输轴向 (Z 轴) 的位置,其位移分辨率为 1 μm , 重复定位精度 $<5 \mu\text{m}$; 探测器 1 用于采集未经过样品光束的信号作为参考信号, 探测器 2 用于收集光束经过样品后的光强变化.探测器 1 和探测器 2 同时连接至数据采集卡,并通过计算机读取数据.

开孔 Z 扫描中,对于具有双光子吸收的样品,透射率的计算公式为^[26]

$$T(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[-q_0(z, 0)]^m}{(m+1)^{3/2}}, \quad (2)$$

其中 $q_0(z, 0) = \beta I_0 L_{\text{eff}} / (1 + z^2/z_R^2)$, $I_0 = 2P_i / f\tau\pi\omega_0^2$, $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$, β 是样品的双光子吸收系数, I_0 是焦点处的光强; L_{eff} 是样品有效长度; z 是样品在光轴上相对焦点的位置; P_i 是射入样品的激发光功率; f 是入射脉冲激光的重复频率; τ 是入射脉冲激光的脉宽; λ 是入射光的波长.我们发现, (2) 式中透射率的一阶近似 ($m = 1$) 可表示为

$$T(z) = 1 - \frac{q_0(z, 0)}{2\sqrt{2}} = 1 - \frac{\sqrt{2}\beta L_{\text{eff}} P_i}{\lambda f \tau} \cdot \frac{2\pi\omega_0^2/\lambda}{4z^2 + (2\pi\omega_0^2/\lambda)^2}. \quad (3)$$

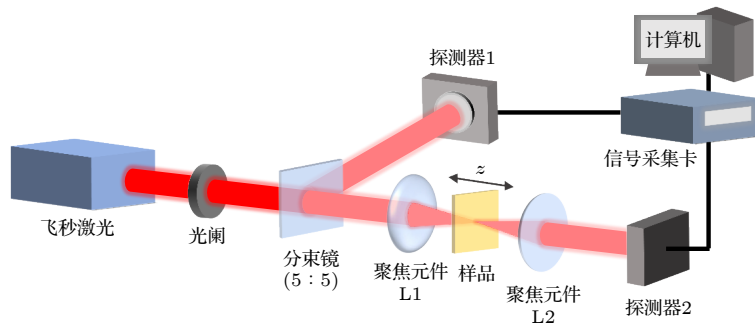


图 1 测量 DOF 的开孔 Z 扫描实验装置

Fig. 1. Open-aperture Z-scan setup for measuring DOF.

从(3)式已知, 开孔 Z 扫描的透射率曲线 $T(z)$ 中在光轴上的透射率呈洛伦兹分布, 其半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 满足 $\text{FWHM} = 2\pi\omega_0^2/\lambda = \text{DOF}$. 当改变 z 时, 该洛伦兹分布的形状只与 DOF 相关而不受其他参数的影响, 仿真结果如图 2 所示.

对(2)式展开式的前 m 项近似进行了仿真, 如图 2(a) 和图 2(b) 所示. 结果表明高阶项对开孔 Z 扫描透射率曲线的影响在低入射光强 (图 2(a)) 时较小, 而在高入射光强 (图 2(b)) 下影响显著. 但是, 将不同前 m 项近似的透射率归一化至 $[0, 1]$ 时, 曲线依然近似满足洛伦兹分布, 特别是在低入射光强下 (调制深度在 20% 以内), 其 FWHM 并无明显改变, 透射率曲线的 FWHM 主要由 $m = 1$ 项近似决定. 在高光强下, 高阶项 ($m > 1$) 会使得 Z 扫描曲线的半高全宽略大于 $m = 1$ 项 (图 2(b) 插图), 其展宽程度与光强和透射率调制深度相关. 我们的结果展现了开孔 Z 扫描透射率曲线的洛伦兹分布特征, 说明在低入射光强范围内高阶项对洛

伦兹拟合的 FWHM 的影响基本可以忽略不计. 在取 $m = 3$ 的前 m 项近似的低入射光强条件下, 进一步仿真了在不同样品厚度 (图 2(c)) 和非线性吸收系数 (图 2(d)) 条件下光束的透过率情况. 结果表明, 随着样品厚度、非线性吸收系数的增加, 虽然透过率都呈现谷的形状和谷深改变, 但将透过率归一化至 $[0, 1]$ 时, 不同样品厚度和非线性吸收系数下的开孔 Z 扫描曲线几乎重合, 这说明这些曲线符合洛伦兹函数分布并具有基本相同的 FWHM, 且该 FWHM 满足 DOF 的理论表达式. 因此, 从理论上证明了利用开孔 Z 扫描透射率曲线测量光学系统焦深的可行性.

3 结果与讨论

通过仿真开孔 Z 扫描中不同参数下的透射率曲线, 验证了利用 Z 扫描技术测量光学系统 DOF 的可行性. 为了在实验中进一步验证, 分别选取了 0.3, 0.5 和 1 mm 不同厚度的 ZnSe 薄片 (具有典

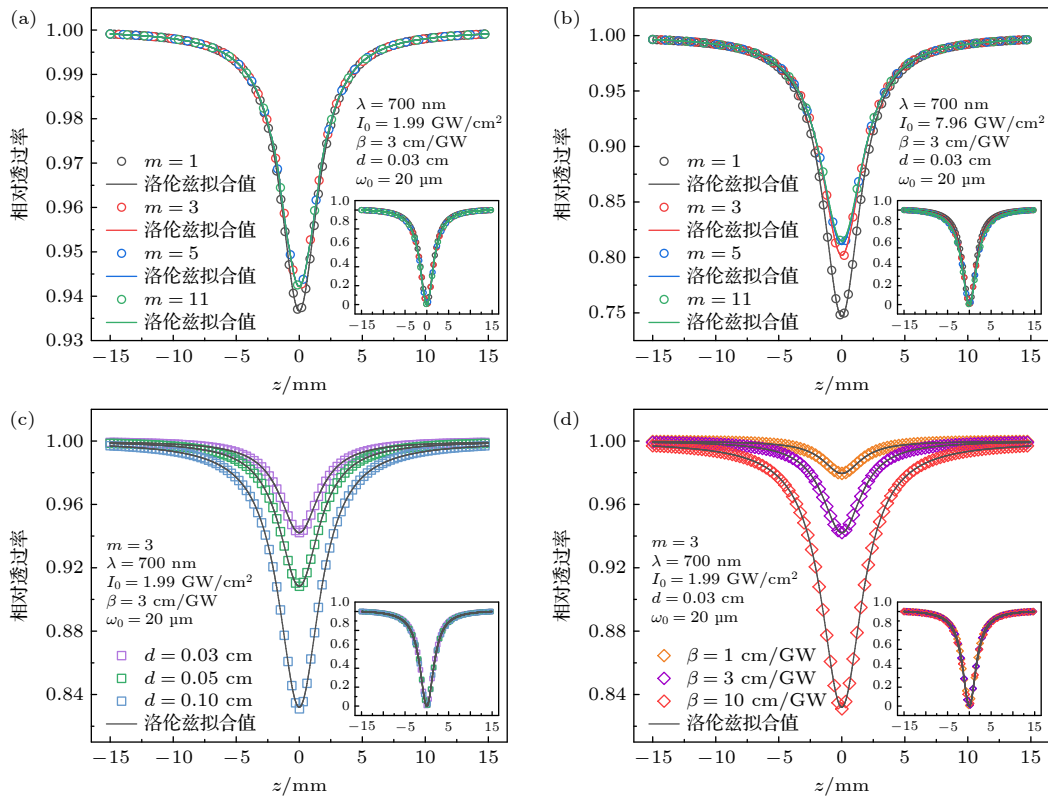


图 2 在 (a) 低光强和 (b) 高光强条件下, 开孔 Z 扫描计算公式前 m 项近似仿真的透射率分布曲线以及洛伦兹函数拟合; 取 $m = 3$ 时, 理论模拟的不同 (c) 样品厚度、(d) 非线性吸收系数下的透射率分布曲线. 插图为相应的归一化透射率分布

Fig. 2. Under conditions of (a) low laser intensity and (b) high laser intensity, the simulated transmittance distribution curves for the first m terms of the open-aperture Z-scan calculation formula, and the Lorentzian function fits; simulated transmittance distributions for varying (c) sample thicknesses and (d) nonlinear absorption coefficients when $m = 3$. The insets show the corresponding normalized transmittance distributions.

型的双光子吸收特性^[27])进行开孔 Z 扫描实验测量. 以波长为 700 nm 的飞秒激光作为入射光, 测量焦距为 100 mm 平凸透镜的聚焦特性. 其中, 样品为 1 mm ZnSe 薄片的实验结果如图 3 所示. 图 3(a) 为 CCD 相机捕获的入射光斑图像, 光斑在横切面上呈高斯分布, 将光斑相对强度由 1 降至 $1/e^2$ 的距离定义为光斑直径 D . 由于 D 满足 $\omega_0 = f\lambda/D$, 其中 f 为镜头焦距. 代入 (1) 式, DOF 又可以表示为

$$\text{DOF} = 2\pi \frac{f^2 \lambda}{D^2}. \quad (4)$$

图 3(b) 为高斯光束沿光轴传播的电场强度模拟图, 通过 z_R 定义计算可得 $\text{DOF} = 4.574$ mm. 实验测量 1 mm ZnSe 的开孔 Z 扫描曲线 (图 3(c)) 符合洛伦兹分布, 对实验数据进行拟合得出的 FWHM 为 4.573 mm, 与 DOF 的计算值吻合, 且拟合的非线性系数 β 与参考值在同一数量级^[27], 证明了开孔 Z 扫描测量 DOF 的可靠性.

为了进一步证明开孔 Z 扫描技术测量 DOF

的影响因素, 在样品厚度小于 z_R 的薄样品前提下, 以 700 nm 波长的飞秒激光作为入射光, 采用不同样品厚度 d (图 4) 和不同峰值光强 I_0 (图 5) 的 ZnSe 薄片进行扫描. 实验数据表明样品越厚, 入射光强越大, 开孔 Z 扫描的信号越大, 与理论仿真结果一致 (图 2). 在归一化至 $[0, 1]$ 后 (图 4(b), 图 5(b)), 每条曲线都很好地符合洛伦兹分布, 并且具有相同的 FWHM, 说明不同的样品厚度和入射光强对 Z 扫描测量的 DOF 基本没有影响, 与仿真结果一致.

荧光素染料作为荧光显微成像技术中不可缺少的一部分, 在非线性光学实验中被广泛运用. 荧光素染料通常作为双光子吸收截面测试中的参考溶液, 在大多数实验室中容易获得. 在焦距 100 mm 平凸透镜的光路中, 选用荧光染料作为样品进行测试. 根据荧光素的激发特性, 选择波长 $\lambda = 900$ nm, 入射光斑大小直径 $D = 1.75$ mm 的飞秒激光入射, 测量其聚焦情况. 图 6(a) 为高斯光束的光线传输过程的模拟, 并且根据 z_R 定义对 DOF 进行了计算, 所得计算值 $\text{DOF} = 18.56$ mm. 如图 6(b) 所

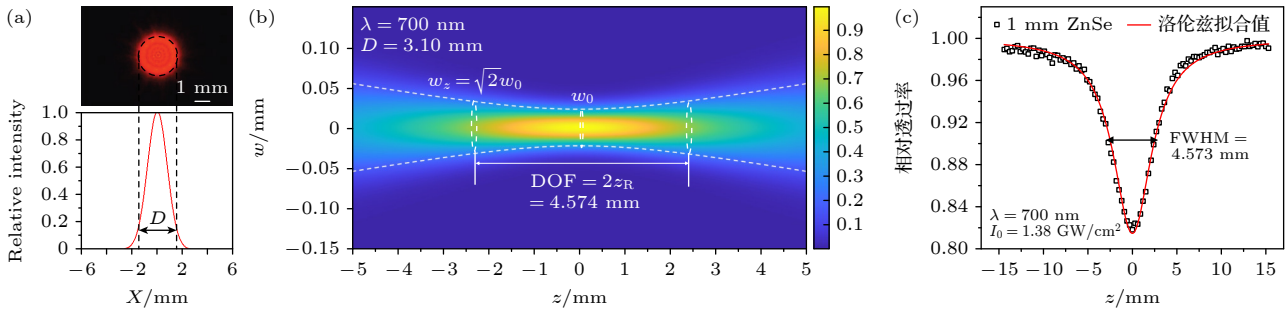


图 3 (a) 对光斑直径 D 进行测量的示意图; (b) 光束沿光轴的光强分布模拟及 DOF 计算值; (c) 1 mm ZnSe 的开孔 Z 扫描曲线及 FWHM 拟合值

Fig. 3. (a) Schematic of measuring the diameter D of the light spot; (b) simulation of intensity distribution along the optical axis and calculated DOF; (c) open-aperture Z-scan curve for 1 mm ZnSe and measured FWHM.

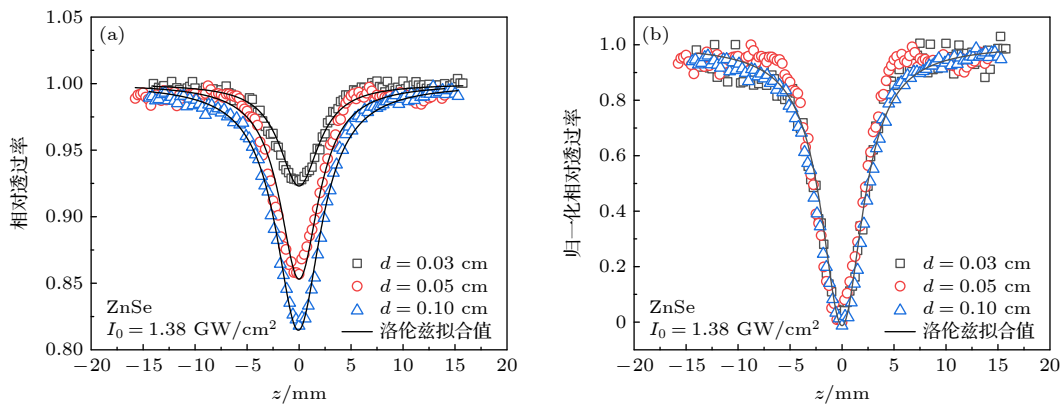


图 4 (a) 相同入射光强下, 不同厚度 ZnSe 的开孔 Z 扫描结果; (b) 归一化至 $[0, 1]$ 的结果

Fig. 4. (a) Open-aperture Z-scan results for ZnSe with varying thicknesses at a constant incident light intensity; (b) results normalized to the range $[0, 1]$.

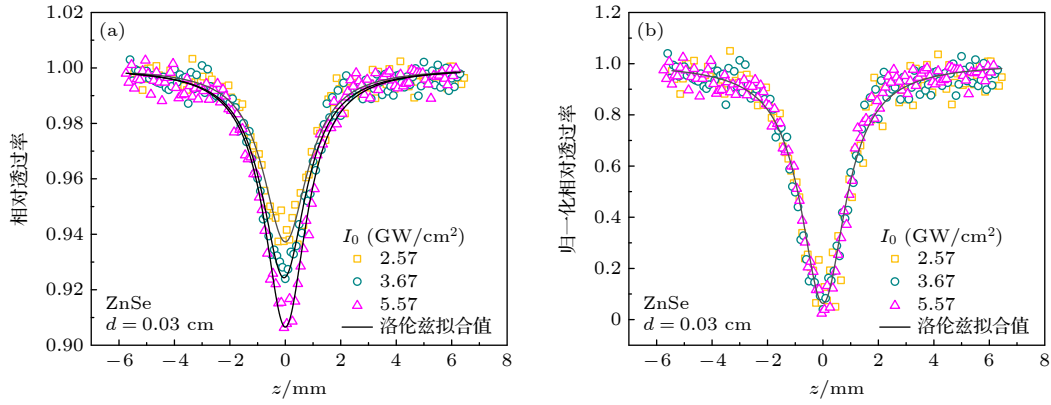


图 5 (a) 相同厚度 ZnSe, 不同入射光强下的开孔 Z 扫描结果; (b) 归一化到 [0, 1] 的结果

Fig. 5. (a) Open-aperture Z-scan results for ZnSe with varying incident peak intensities at a constant thickness; (b) the results normalized to the range [0, 1].

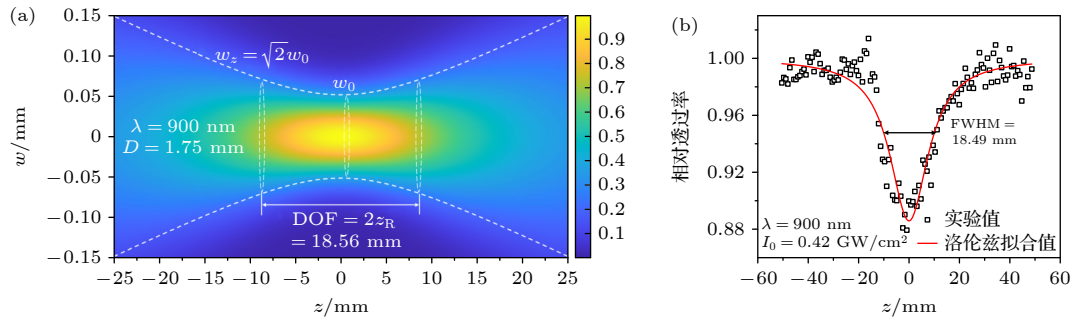


图 6 (a) 光束沿光轴的光强分布模拟及 DOF 计算结果; (b) 1 mm 比色皿中的荧光素染料的开孔 Z 扫描曲线及 FWHM 拟合值

Fig. 6. (a) Simulation of intensity distribution along the optical axis and calculated DOF; (b) open-aperture Z-scan curve for fluorescein in a 1 mm cuvette and measured FWHM.

示, 放置于 1 mm 比色皿中的荧光素染料溶液在开孔 Z 扫描过程中呈现出双光子吸收特性, 并且曲线与洛伦兹分布吻合. 由 (4) 式拟合出的实验测量值 $\text{DOF} = 18.49 \text{ mm}$, 相对计算值误差较小. 结合图 3 可验证不同非线性吸收系数对 DOF 的测量没有影响, 同时验证液体和固体均可作为在开孔 Z 扫描光路中测量 DOF 的有效扫描样品.

为进一步验证该测量方法在不同光学系统中的适用性, 实验中测量了四种聚焦元件的 DOF: 一个物镜、两个不同焦距的平凸透镜、一个消色差透镜. 如图 7 所示, 在固定 ZnSe 薄片样品厚度 $d = 0.03 \text{ cm}$ 时, 在这些具有不同透镜焦距 f 、入射光束直径 D 、峰值光强 I_0 的光路系统中测量所得的透射率分布均符合洛伦兹分布. 通过比较直接利用洛伦兹拟合图 7 中的 Z 扫描曲线得到半高全宽的 DOF_{Exp} 以及通过公式得出的计算值 DOF_{Cal} (表 1 第三列), 验证了在不同透镜中的 DOF_{Exp} 与 DOF_{Cal} 的一致性, 表明该测量方法适用于不同的光学系统. 平凸透镜 (图 7(b)) 与消色差透镜 (图 7(c)) 在

相同焦距和入射光斑尺寸的条件具有相同的 DOF, 也证明了实验所采用的飞秒激光光源具有良好的单色性 ($\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$), 并且基本不存在像差 [15]. 然而, 我们也发现利用洛伦兹拟合得到的半高全宽相较于理论计算的焦深略微偏大, 这部分的误差是由于在实验上我们无法完全避免开孔 Z 扫描透射率展开式中 $m > 1$ 的高阶项. 因此, 通过开孔 Z 扫描透射率的展开式 (2) 式 ($m = 11$) 进行实验曲线拟合, 获得去除高阶项影响的 Z 扫描曲线的半高全宽, 进一步消除了部分系统误差 (表 1 第四列). 相对于高阶项矫正, 利用洛伦兹函数直接拟合 Z 扫描曲线的半高全宽表示焦深更加直观, 且不需要已知非线性介质和光学元件焦距等物理量, 在实验操作上更为简便.

通过以上实验验证了基于 Z 扫描技术实现超快脉冲激光聚焦系统 DOF 测量的可行性, 并在一定的入射光强范围内, 从理论和实验上排除了不同样品厚度、非线性吸收系数对超快脉冲激光 DOF 测量的影响. 在测量中, 可能存在由 Z 扫描曲线中

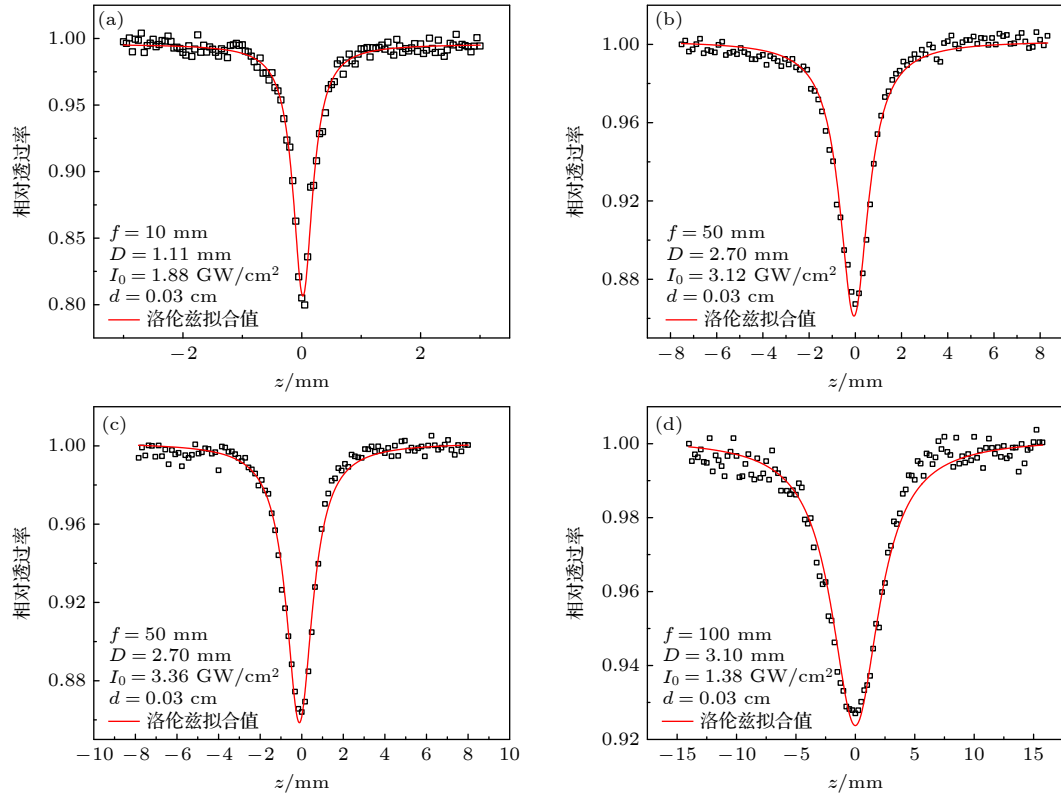


图 7 开孔 Z 扫描结果以及对应的洛伦兹拟合曲线 (a) 20 倍消色差显微物镜 (焦距 10 mm); (b) 平凸透镜 (焦距 50 mm); (c) 消色差透镜 (焦距 50 mm); (d) 平凸透镜 (焦距 100 mm)

Fig. 7. Open-aperture Z -scan results and their Lorentzian fit results: (a) 20 $\times$ apochromatic microscope objective lens ($f = 10$ mm); (b) planoconvex lens ($f = 50$ mm); (c) achromatic lens ($f = 50$ mm); (d) plano-convex lens ($f = 100$ mm).

表 1 焦深计算值 DOF_{Cal} 与实验值 DOF_{Exp} 的比较 (DOF_{Cal} 通过 (4) 式计算, DOF_{Exp} 是在图 7 所示的实验中得出的测量值)

Table 1. Depth of focus comparison (the DOF_{Cal} calculated using Eq. (4) and the DOF_{Exp} measured from the experimental transmittance data in Fig. 7).

聚焦元件	$\text{DOF}_{\text{Cal}}/\text{mm}$	Z 扫描实验测量的 $\text{DOF}_{\text{Exp}}/\text{mm}$	
		洛伦兹拟合 FWHM ($m = 1$, (3) 式)	高阶项修正 FWHM ($m = 11$, (2) 式)
20 倍消色差显微物镜 ($f = 10$ mm)	0.36	0.40 ± 0.01	0.34 ± 0.01
平凸透镜 ($f = 50$ mm)	1.51	1.65 ± 0.04	1.47 ± 0.04
消色差透镜 ($f = 50$ mm)	1.51	1.53 ± 0.04	1.46 ± 0.02
平凸透镜 ($f = 100$ mm)	4.58	4.89 ± 0.15	4.58 ± 0.14

的高阶项和非线性材料厚度引起的系统误差, 但可以通过控制入射光强和选取更薄的非线性材料来减小. 另外, 通过在不同聚焦元件的光路系统中的实验测量, 也验证了该方法的适用性和测量精度. 若通过采用性能指标更优的 nm 量级电控位移台, 结合原子层厚度的二维非线性介质, 则能够进一步提高 DOF 测量精度到 nm 量级.

4 结 论

本文提出了一种新的超快脉冲激光 DOF 测量

方法. 以高功率飞秒脉冲激光作为入射光, 通过开孔 Z 扫描技术测量了样品在主轴不同位置的透射率, 理论和实验结果表明, 开孔 Z 扫描曲线遵循洛伦兹分布, 其 FWHM 与光学系统的理论 DOF 相等. 在一定的入射光强范围内, FWHM 不受样品厚度、非线性系数和入射光强等参数的影响, 能够有效地排除光学系统中其他参数对 DOF 测量的影响. 此外, 对使用不同聚焦元件的超快脉冲激光系统进行测量, 测量结果均与理论值基本一致, 证明了该方法测量超快脉冲激光 DOF 测量的准确性和普适性. 该方法有助于评估确定超快脉冲光学系统

中激光聚焦的性能参数, 为超快脉冲光学系统的设计和 optimization 提供支持, 对超快脉冲激光在成像等研究领域的进一步应用具有重要意义.

参考文献

- [1] Chen B Y, Chakraborty T, Daetwyler S, Manton J D, Dean K, Fiolka R 2020 *Biomed. Opt. Express* **11** 3830
- [2] Bo E, Luo Y M, Chen S, Liu X Y, Wang N S, Ge X, Wang X H, Chen S F, Chen S, Li J H, Liu L B 2017 *Optica* **4** 701
- [3] Liu Y H, Qin T X, Wang Y C, Kang X W, Liu J, Wu J C, Cao L C 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 084205 (in Chinese) [刘有海, 秦天翔, 王英策, 亢兴旺, 刘君, 吴佳琛, 曹良才 2023 *物理学报* **72** 084205]
- [4] Wang H Y, Zhang Z H, Liao W, Song X F, Guo Z J, Liu F F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 044208 (in Chinese) [王华英, 张志会, 廖薇, 宋修法, 郭中甲, 刘飞飞 2012 *物理学报* **61** 044208]
- [5] Wei Q Y, Ni J L, Li L, Zhang Y Q, Yuan X C, Min C J 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 178701 (in Chinese) [韦芊屹, 倪洁蕾, 李灵, 张聿全, 袁小聪, 闵长俊 2023 *物理学报* **72** 178701]
- [6] Adachi S, Ishii H, Kanai T, Ishii N, Kosuge A, Watanabe S 2007 *Opt. Lett.* **32** 2487
- [7] Cheng J, Liu C S, Shang S, Liu D, Perrie W, Dearden G, Watkins K 2013 *Opt. Laser Technol.* **46** 88
- [8] Guo B S, Sun J Y, Lu Y F, Jiang L 2019 *Int. J. Extreme Manuf.* **1** 032004
- [9] Gattass R R, Mazur E 2008 *Nat. Photonics* **2** 219
- [10] Kravtsov V, Ulbricht R, Atkin J M, Raschke M B 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 459
- [11] Kumar R S S, Rao S V, Giribabu L, Rao D N 2007 *Chem. Phys. Lett.* **447** 274
- [12] Bindra K S, Kar A K 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3761
- [13] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [14] Tang H C, Men T, Liu X L, Hu Y D, Su J Q, Zuo Y L, Li P, Liang J Y, Downer M C, Li Z Y 2022 *Light Sci. Appl.* **11** 244
- [15] Castro-Marín P, Castro-Olvera G, Garduño-Mejía J, Rosete-Aguilar M, Bruce N C, Reid D T, Rodríguez-Herrera O G 2017 *Opt. Express* **25** 14473
- [16] Ramírez-Guerra C, Rosete-Aguilar M, Garduño-Mejía J 2020 *Appl. Opt.* **59** 1519
- [17] Castro-Marín P, Castro-Olvera G, Ruíz C, Garduño-Mejía J, Rosete-Aguilar M, Bruce N C 2017 *AIP Adv.* **7** 105014
- [18] Fan Z B, Qiu H Y, Zhang H L, Pang X N, Zhou L D, Liu L, Ren H, Wang Q H, Dong J W 2019 *Light Sci. Appl.* **8** 67
- [19] Flores A, Wang M R, Yang J J 2004 *Appl. Opt.* **43** 5618
- [20] Wang Z W, Li Q, Yan F 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 085103
- [21] Vázquez-Villa A, Delgado-Atencio J A, Vázquez-Montiel S, Castro-Ramos J, Cunill-Rodríguez M 2015 *Opt. Lett.* **40** 2842
- [22] Aydin T, Akgül Y S 2010 *Opt. Express* **18** 14212
- [23] Banerji S, Meem M, Majumder A, Sensale-Rodriguez B, Menon R 2020 *Optica* **7** 214
- [24] Moreno-Larios J A, Rosete-Aguilar M, Rodríguez-Herrera O G, Garduño-Mejía J 2020 *Appl. Opt.* **59** 7247
- [25] Sheik-bahae M, Said A A, Wei T H, Wu Y Y, Hagan D J, Soileau M J, Stryland E W V 1990 *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **1148** 41
- [26] Sheik-bahae M, Said A A, Wei T H, Hagan D J, Van Stryland E W 1990 *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 760
- [27] Yin M, Li H P, Tang S H, Ji W 2000 *Appl. Phys. B* **70** 587

A method of measuring depth of focus in ultrafast pulsed laser systems based on Z-scanning technology*

LIN Kesheng^{1)2)#} GAO Yu^{1)2)#} ZHONG Xiaoqing¹⁾²⁾ JIANG Xiaofang^{1)2)†}

1) (*Guangdong Basic Research Center of Excellence for Structure and Fundamental Interactions of Matter, Key Laboratory of Atomic and Subatomic Structure and Quantum Control (Ministry of Education), School of Physics, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of Quantum Matter, Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 28 November 2024; revised manuscript received 10 January 2025)

Abstract

With the development of technology, ultrafast pulse lasers are increasingly used in many fields, such as material processing, imaging, and medical treatments. The precision of these applications often depends on the ability to focus the laser beam into a tight spot with a minimal divergence in a certain range along the optical

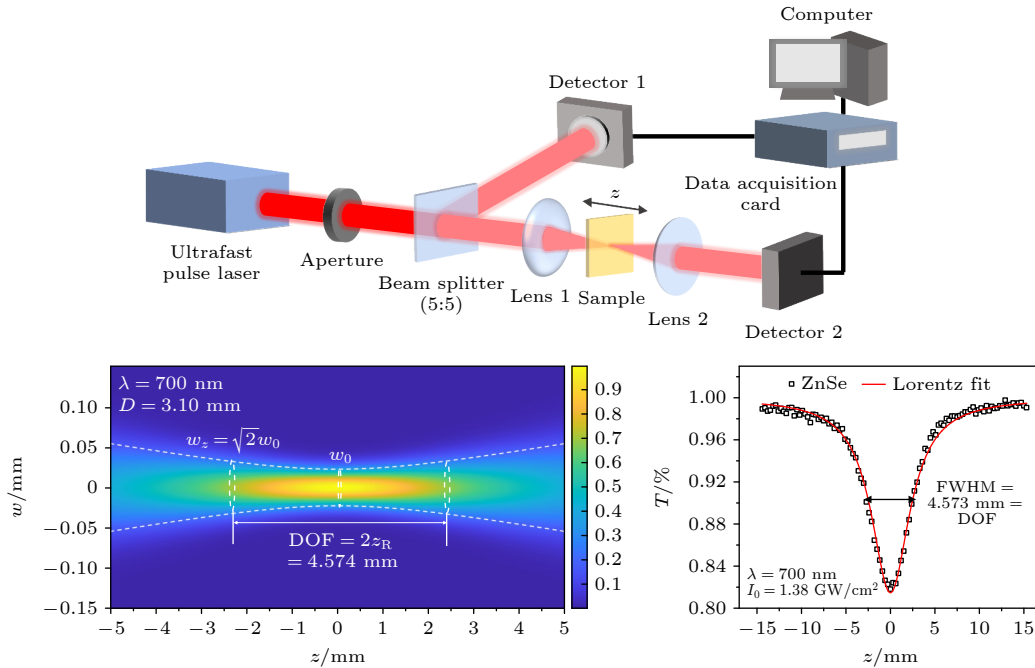
* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62075065), the Science and Technology Program Project of Guangzhou, China (Grant Nos. 2019050001, 20202030148), the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2021A1515011388), and the Guangdong Provincial Laboratory of Optical Information Materials and Technology, China (Grant No. 2017B030301007).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: jiangxf@scnu.edu.cn

axis. Therefore, accurate measurement of depth of focus (DOF) is crucial for optimizing the performance of ultrafast laser systems and ensuring the reliability of the results obtained in various experiments and applications. Traditional methods of measuring the DOF mainly rely on directly capturing the beam size, which is impractical in high-intensity environments of ultrafast pulse laser systems due to potential damage to sensors and limitations in measurement accuracy. Furthermore, using autocorrelation or moving sensors to measure DOF in ultrafast pulse lasers introduces complex optical paths, leading to measurement errors and making them unreliable in precise focusing applications.

To solve the problem of the limitations of current DOF measurement techniques for ultrafast pulse laser, in this work we propose a novel method based on Z-scan technique. According to nonlinear optical theory, it is found that the transmittance curves obtained from open-aperture (OA) Z-scan measurements of samples exhibiting two-photon absorption (TPA) all follow a Lorentzian distribution. By fitting this curve by Lorentzian distribution, the DOF of ultrafast pulse lasers and the full widths at half maximum (FWHM) of the OA Z-scan curves can be determined rapidly. The transmittance curves of solid and liquid samples with TPA across different types of lenses and microscope objectives within ultrafast optical systems are measured. The results show that the FWHM of the OA Z-scan curves and the theoretical DOF values are well consistent. This method effectively relates the size of the DOF to the beam waist radius derived from the distribution of the Lorentzian function in the OA Z-scan experimental curves, eliminating the influence of other parameters on the measurement results. In conclusion, a novel method of measuring DOF in ultrafast pulse laser systems by using the OA Z-scan technique is proposed. It provides a rapid, accurate and reliable way for determining the DOF in ultrafast laser focusing systems, thereby precisely controlling the ultrafast laser beam for a wide range of applications.



Keywords: Z-scan, two-photon absorption, depth of focus, Lorentzian distribution

PACS: 42.65.-k, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.74.20241658

CSTR: 32037.14.aps.74.20241658



基于Z扫描技术的超快脉冲激光焦深测量方法

林克晟 高宇 钟筱晴 姜小芳

A method of measuring depth of focus in ultrafast pulsed laser systems based on Z-scanning technology

LIN Kesheng GAO Yu ZHONG Xiaoqing JIANG Xiaofang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 074202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241658

CSTR: 32037.14.aps.74.20241658

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241658>

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

GaAs光电导开关非线性模式的雪崩畴运输机理

Mechanism of avalanche charge domain transport for nonlinear mode of GaAs photoconductive semiconductor switches

物理学报. 2023, 72(17): 178101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230711>

基于空谱干涉和频域分割的超快激光时空耦合特性的单次测量方法

Single-frame measurement of complete spatiotemporal field of ultrashort laser pulses using frequency domain separate spectral interferometry

物理学报. 2022, 71(3): 034203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211665>

基于超快激光调制的纳秒脉冲X射线发射源

Nanosecond pulse X-ray emission source based on ultrafast laser modulation

物理学报. 2024, 73(4): 040701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231505>

一种基于平衡零差探测技术的平均光子数测量方法

An average photon number measurement scheme based on balanced homodyne detection

物理学报. 2021, 70(24): 240303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211216>

Ar原子和K⁺离子序列双光双电离光电子角分布的非偶极效应

Non-dipole effects on angular distribution of photoelectrons in sequential two-photon double ionization of Ar atom and K⁺ ion

物理学报. 2022, 71(6): 063201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211905>

基于双楔形扫描镜的甲烷气体光谱成像方法

Methane gas spectral imaging method based on dual wedge scanning mirrors

物理学报. 2024, 73(11): 114202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231906>