

自参考光谱干涉方法用于超短激光脉冲测量

刘军 徐艺林 王鹏 申雄

Self-referenced spectral interferometry for ultra-short laser pulse characterization

LIU Jun, XU Yi-lin, WANG Peng, SHEN Xiong

引用本文:

刘军, 徐艺林, 王鹏, 申雄. 自参考光谱干涉方法用于超短激光脉冲测量[J]. 中国光学, 2026, 19(5): 1-28. doi: 10.3724/CO.2026-0030

LIU Jun, XU Yi-lin, WANG Peng, SHEN Xiong. Self-referenced spectral interferometry for ultra-short laser pulse characterization[J]. Chinese Optics, 2026, 19(5): 1-28. doi: 10.3724/CO.2026-0030

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.3724/CO.2026-0030>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于深度学习的空间脉冲位置调制多分类检测器

Spatial pulse position modulation multi-classification detector based on deep learning

中国光学 (中英文). 2023, 16(2): 415 <https://doi.org/10.37188/CO.2022-0106>

基于深度学习的Fano共振超材料设计

Fano resonances design of metamaterials based on deep learning

中国光学 (中英文). 2023, 16(4): 816 <https://doi.org/10.37188/CO.2022-0208>

基于轻型自限制注意力的结构光相位及深度估计混合网络

A hybrid network based on light self-limited attention for structured light phase and depth estimation

中国光学 (中英文). 2024, 17(1): 118 <https://doi.org/10.37188/CO.2023-0066>

典型成像模式下非视域成像重建算法研究现状

Recent progress of non-line-of-sight imaging reconstruction algorithms in typical imaging modalities

中国光学 (中英文). 2023, 16(3): 479 <https://doi.org/10.37188/CO.2022-0186>

卫星关键部件智能识别与三维重建方法

Intelligent recognition and 3D reconstruction method for satellite key components

中国光学 (中英文). 2025, 18(6): 1376 <https://doi.org/10.37188/CO.2025-0091>

基于注意力残差网络的快照式多光谱相机图像重构

Image reconstruction of snapshot multispectral camera based on an attention residual network

中国光学 (中英文). 2024, 17(6): 1316 <https://doi.org/10.37188/CO.2023-0196>

自参考光谱干涉方法用于超短激光脉冲测量

刘 军^{1,2,3†}, 徐艺林^{1,2†}, 王 鹏³, 申 雄^{3*}

(1. 中国科学院, 上海光学精密机械研究所, 超强激光科学与技术全国重点实验室,
上海 201800;

2. 中国科学院大学, 材料科学与光电工程学院, 北京 100049;

3. 张江实验室, 上海 201210)

† 共同贡献作者

摘要: 对于超短激光脉冲, 精确表征其时域特性(脉宽和相位)对其产生和应用都至关重要。自参考光谱干涉法, 于 2010 年首次提出, 该方法利用待测光自身通过三阶非线性光学过程产生测量所需的合适参考光, 并借助傅里叶变换光谱干涉算法解析重建光谱相位, 具有单发、准确、灵敏度高等优势。本文对该方法的实现光路和重建算法两条主线进行了综述。在光路层面, 从最早提出的基于交叉偏振波产生的自参考光谱干涉法(XPW-SRSI), 到基于瞬态光栅效应的自参考光谱干涉法(TG-SRSI)全反射紧凑构型, 对实现光路的灵敏度、波段覆盖与紧凑性三个维度进行了不断迭代升级。在算法层面, 从针对于近傅里叶转换极限的脉冲重建方法, 到针对时域展宽超过傅里叶变换极限两倍的大啁啾脉冲重建算法, 进行了三条演进路线论述: 光谱拼接方案, 引入监督深度学习的重建方案, 以及嵌入物理正向模型的无需训练神经网络; 后者在无需任何预训练数据集的条件下, 实现了大啁啾与高噪声场景下的单次准确重建。面对不断涌现的新型光束表征需求, 超短激光脉冲的时域测量在未来仍需要备受重视。

关键词: 超短激光; 脉冲测量; 深度学习

中图分类号: 文献标志码: A doi: 10.3724/CO.2026-0030 CSTR: 32171.14.CO.2026-0030

Self-referenced spectral interferometry for ultra-short laser pulse characterization

LIU Jun^{1,2,3†}, XU Yi-lin^{1,2†}, WANG Peng³, SHEN Xiong^{3*}

(1. State Key Laboratory of Ultra-intense Laser Science and Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

2. Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. Zhangjiang Laboratory, 100 Haik Road, Pudong, Shanghai 201210, China)

† These authors contribute equally

* Corresponding author, E-mail: xshen@siom.ac.cn

Abstract: For ultrashort laser pulses, accurately characterizing their temporal characteristics (temporal width and phase) is crucial for their generation and application. Self-referenced spectral interferometry (SRSI), first proposed in 2010, utilizes the measured light itself to generate suitable reference light through third-order nonlinear optical processes, and employs Fourier transform spectral interferometry algorithms to reconstruct

the input pulse. It has the advantages of single-shot, accuracy, and high sensitivity. This article provides an overview of the implementation of SRSI from two main aspects: the optical path and the reconstruction algorithm. On the optical path level, from the earliest proposed self-referenced spectral interferometry based on cross-polarization wave generation (XPW-SRSI) to the self-referenced spectral interferometry based on transient grating effect (TG-SRSI) with a compact total reflection configuration, the sensitivity, wavelength coverage, and compactness of the implementation path have been continuously iteratively upgraded. On the algorithm level, from pulse reconstruction methods targeting near Fourier transform limits to reconstruction algorithms for large chirp pulses with temporal broadening exceeding twice the Fourier transform limit, three evolutionary paths are discussed: spectral stitching schemes, reconstruction schemes incorporating supervised deep learning, and neural networks without training embedded in physical forward models. The latter achieves single-shot accurate reconstruction in large chirp and high noise scenarios without any pre-training dataset. In the face of emerging new beam characterization demands, the temporal measurement of ultrashort laser pulses still require significant attention in the future.

Key words: ultrashort laser; pulse measurement; deep learning

1 引言

超短激光脉冲的精确时域电场表征是强场激光物理、相干控制、超快光谱学等诸多光与物质相互作用前沿探索领域的基础性需求^[1-3], 必须完整重建脉冲的时域电场, 即同时获取激光脉冲的振幅与相位信息, 才能对探索结果作出准确解释。早期脉冲表征技术(始于 20 世纪 60 至 70 年代)以强度自相关为主, 仅能提供脉冲宽度的估算值, 无法获取相位信息^[4]。对完整电场重建的需求推动了更为精密技术的发展。频率分辨光学开关法(frequency-resolved optical gating, FROG)^[5]与基于直接电场重建的光谱相位干涉法(spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction, SPIDER)^[6]随之被相继提出, 并成为完整脉冲表征领域的两种主要方法, 获得广泛应用。然而, 两种方法各自存在固有局限性, 制约了其适用范围。

FROG 通过采集频率分辨自相关信号, 获得二维时频轨迹图, 并利用盲迭代算法从中恢复光谱振幅与相位^[5, 7, 8]。该迭代过程计算量较大, 且解的收敛性与唯一性均无法保证; 算法易陷入局部极小值, 致使实时测量和单发测量在实际应用中面临挑战。SPIDER 则基于光谱剪切干涉原理: 利用线性啁啾参考脉冲通过和频产生对待测脉冲的两个时延复本实施光谱剪切, 再从所得干涉图中解析地恢复光谱相位^[6, 9]。解析恢复是其显著优势, 然而, 该方法对非线性晶体的相位匹配

带宽有严格限制, 同一套 SPIDER 拓展至不同波长范围通常需要更换合适切角的相位匹配晶体, 啁啾脉冲的产生和准直较为复杂, 且对输入脉冲的光谱振幅存在隐含假设。上述局限性——FROG 中的迭代收敛歧义性与局部极小值问题, SPIDER 中的相位匹配约束与光路复杂性——需求一种兼具解析性、对准容忍性和宽光谱兼容性的新型超快脉冲时域电场表征技术。

自参考光谱干涉法(self-referenced spectral interferometry, SRSI)由 Oksenhendler 等人于 2010 年首次提出, 其核心思路有别于上述方法: 用于光谱干涉的参考脉冲由待测脉冲自身通过非线性过程产生, 从而彻底消除了对外部参考光源、谐波产生或光谱剪切的依赖^[10]。在最初实现中, 交叉偏振波产生(cross-polarized wave generation, XPW)被用作非线性过程^[11]。XPW 转换效率对瞬时强度的三次方依赖关系起到时域滤波作用, 所产生的参考脉冲时域宽度更短、光谱相位更为平坦。随后, 通过傅里叶变换光谱干涉法(fourier-transform spectral interferometry, FTSI)对待测脉冲的光谱相位进行完全解析式恢复。实验验证表明, 算法仅需约 3 次迭代即可收敛, 全光谱范围内残余光谱相位偏差低于 0.2 rad^[10]。得益于外差探测结构, SRSI 在 ± 400 fs 时间窗口内可实现高达 50 dB 的动态范围, 支持单发次测量, 测量波长范围可从深紫外延伸至中红外^[12]。在此基础上, SRSI 的光路架构从 XPW-SRSI^[10, 13]逐步演进至自衍射 SRSI(self-diffraction SRSI, SD-SRSI)^[14], 再到瞬态

光栅 SRSI (transient-grating SRSI, TG-SRSI) [15]。TG-SRSI 采用 BOXCARS 相位匹配几何构型, 具有自相位匹配和自对准的特点, 已成功用于中心波长 $1.8 \mu\text{m}$ 小于 10 fs 激光脉冲的表征。尽管如此, 严重啁啾脉冲的表征能力提升与光路的进一步小型化仍是当前有待进一步研究的方向。

本文对飞秒脉冲时域电场表征中的 SRSI 方法进行综述, 绝大部分工作基于中国科学院的刘军课题组。第 2 节介绍 SRSI 的基本原理, 包括 XPW 与 TG 非线性过程及基于 FTSI 的光谱相位恢复数学框架。第 3 节梳理光路架构的演进历程, 从原始 XPW-SRSI 构型出发, 依次介绍 TG-SRSI 及其扩展型与紧凑型变体。第 4 节综述光谱相位恢复算法的革新, 涵盖传统迭代算法的拓展、监督神经网络方法及无需预训练数据的无监督神经网络方法。第 5 节对全文进行简要总结。

2 SRSI 的基本原理

2.1 SRSI 的光路结构与参考脉冲的产生

自参考光谱干涉法源于经典的光谱干涉法 (spectral interferometry, SI)。二者在测量框架上

一脉相承, 其本质区别在于参考脉冲的来源: 在传统 SI 中, 参考脉冲需由外部独立光源提供 [16]; 而在 SRSI 中, 参考脉冲由待测脉冲本身通过频率守恒的三阶非线性光学过程产生来 [10]。这一“自参考”机制免除了对外部参考光源的依赖, 不仅简化了装置结构, 也使得实时、单发的脉冲测量成为可能。

图 1(b) 展示了 SRSI 的通用光路架构: 待测脉冲 E_u 的一小部分被引入非线性介质, 通过三阶非线性 ($\chi^{(3)}$) 过程产生一个性质优良的参考脉冲 E_r ; 与此同时, 原始待测脉冲的另一部分经由一个延迟单元引入时间延迟 τ 后, 与参考脉冲共线合束进入光谱仪, 形成包含待测脉冲相位信息的频谱干涉条纹。该架构的核心约束条件是: 参考脉冲的光谱宽度必须大于待测脉冲的光谱宽度, 以确保在整个待测频谱范围内均能形成清晰可辨的干涉条纹 [10]。

满足这一约束的物理基础, 在于三阶非线性过程对时域瞬时强度的依赖关系。对于交叉偏振波 (XPW)、自衍射 (SD) 和瞬态光栅 (TG) 等频率简并的四波混频过程, 所产生的信号光强满足:

$$I_r(t) \propto I_u^3(t), \quad (1)$$

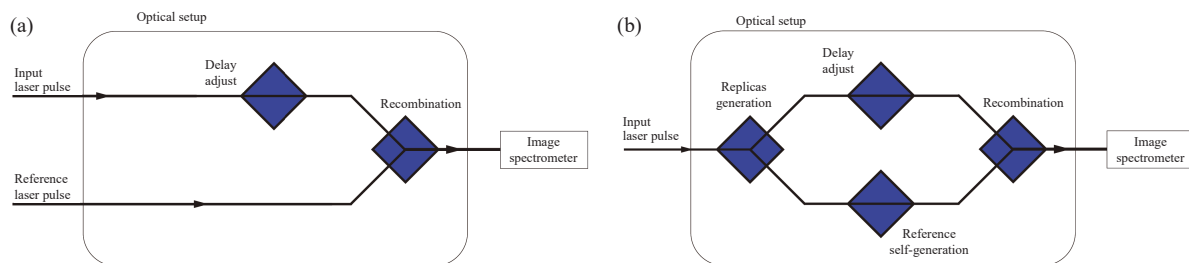


图 1 传统光谱干涉法 (SI) 与自参考光谱干涉法 (SRSI) 的光路对比示意图。(a) 传统 SI 的光路设置。一束作为参考脉冲 (需由外部独立光源提供), 另一束为待测脉冲, 经可调延迟线后与参考脉冲合束, 进入光谱仪产生干涉条纹。(b) SRSI 的光路设置。待测脉冲的一小部分通过三阶非线性过程产生自参考脉冲作为参考脉冲; 其余部分经延迟后与参考脉冲合束进入光谱仪, 形成携带相位信息的频谱干涉条纹。

Fig. 1 Schematic comparison of traditional spectral interferometry (SI) and self-referenced spectral interferometry (SRSI). (a) Optical setup of conventional SI. One beam serves as the reference pulse (provided by an external independent source), and the other is the unknown pulse. After passing through an adjustable delay line, it is combined with the reference pulse and directed into a spectrometer to generate interference fringes. (b) Optical setup of SRSI. A small portion of the unknown pulse generates a self-referenced pulse via a third-order nonlinear process, which acts as the reference pulse. The remaining part is delayed, combined with the reference pulse, and sent into the spectrometer, forming spectral interference fringes that carry phase information.

即参考脉冲的强度包络与输入脉冲强度包络的三次方成正比。这一非线性关系在时域上起到了“针孔”滤波的作用: 它可将输入脉冲的二阶光

谱相位 (啁啾) 压缩约 9 倍, 并对高阶光谱相位畸变进行有效抑制 [17]。在频域, 所产生的信号光谱可表示为输入脉冲各频率分量通过 $\chi^{(3)}$ 非线性耦

合的卷积积分^[18]:

$$I_r(\omega) \propto \left| \iint d\omega_1 d\omega_2 \chi^{(3)} \tilde{E}_u(\omega_1) \tilde{E}_u(\omega_2) \tilde{E}_u^*(\omega + \omega_2 - \omega_1) \cdot \text{sinc} \left[\frac{\Delta k L}{2} \right] \right|^2, \quad (2)$$

该式表明,参考脉冲的光谱是输入脉冲光谱的“自卷积”结果,因此呈现出展宽且平滑的频谱轮廓,其对应的光谱相位也随之趋于平坦。正是

这些优异的时频域特性,使得 XPW、SD、TG 等过程产生的信号成为理想的参考脉冲源。

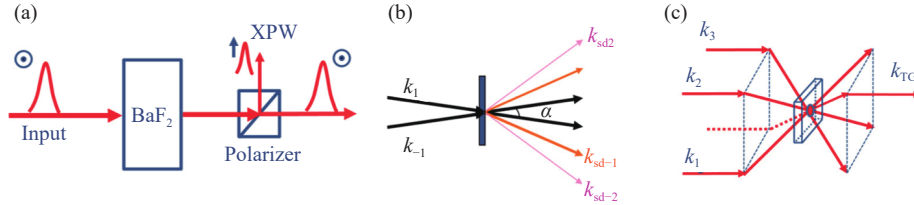


图 2 (a) 交叉偏振波产生原理, 其中使用一个偏振片来分离产生的交叉偏振波。(b) 自衍射过程, 图中 k_{sd1} 和 k_{sd2} 分别表示一阶和二阶自衍射信号。(c) 瞬态光栅过程, 图中 K_{TG} 为产生的瞬态光栅信号。

Fig. 2 Principles of (a) cross-polarized wave generation (XPW), where a polarizer is used to separate the generated XPW. (b) Self-diffraction (SD) process, where k_{sd1} and k_{sd2} are the first- and second-order SD signals, respectively. (c) Transient-grating (TG) process, where K_{TG} is the generated TG signal.

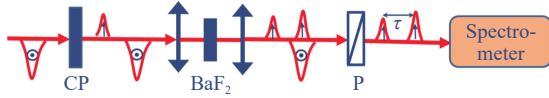


图 3 XPW-SRSI 原理图。CP 为方解石平板, 用于产生一个偏振方向与入射脉冲垂直的延迟待测脉冲; P 为偏振片。

Fig. 3 Principle of XPW-SRSI. CP is a calcite plate used to generate a delayed test pulse with polarization perpendicular to that of the incident pulse, and P is a polarizer.

以最初的 XPW-SRSI 为例^[10]: 一束线偏振的待测脉冲首先通过一块方解石波片(CP)。由于双折射效应, CP 将一小部分能量分裂为偏振方向与主脉冲正交、且引入固定时延 τ 的复制脉冲; 主

脉冲随后被透镜聚焦至一块非线性晶体(如 1 mm 厚的 LiF 或 BaF₂ 晶体), 通过 XPW 效应产生偏振方向同样与主脉冲正交的参考脉冲 E_r 。最后, 一块偏振片(P)将参考脉冲与经偏振旋转的待测脉冲分离, 二者以固定时延 τ 共线进入光谱仪。XPW 过程是一种自相位匹配的四波混频过程, 其对宽带脉冲具有天然的色散适应性, 且全光路共线, 对准简单, 因此成为 SRSI 的首选方案之一。

2.2 FTSI 算法的数学逻辑

傅里叶变换光谱干涉法(Fourier Transform Spectral Interferometry, FTSI)是从干涉图样中解析提取待测脉冲信息的核心算法^[16]。其流程可系统地分为以下六个步骤:

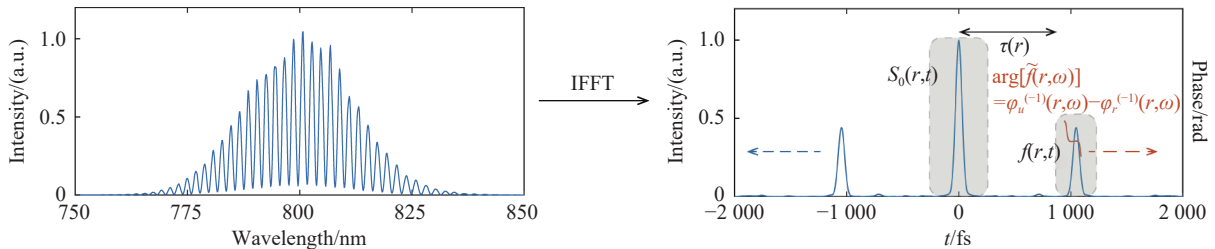


图 4 傅里叶变换光谱干涉法从条纹中提取幅度与相位的流程。

Fig. 4 Procedure for extracting amplitude and phase in fourier transform spectral interferometry.

步骤一: 建立干涉图样的数学模型

设参考脉冲与待测脉冲的复谱场分别为

$E_r(\omega) = |E_r(\omega)|e^{i\phi_r(\omega)}$ 和 $E_u(\omega) = |E_u(\omega)|e^{i\phi_u(\omega)}$, 二者具有固定的时间延迟 τ 。光谱仪记录的干涉图

样为^[16]:

$$D(\omega, \tau) = |E_r(\omega) + E_u(\omega)e^{i\omega\tau}|^2 = S_0(\omega) + f(\omega)e^{i\omega\tau} + f^*(\omega)e^{-i\omega\tau}, \quad (3)$$

其中, $S_0(\omega) = |E_r(\omega)|^2 + |E_u(\omega)|^2$ 是两脉冲的光谱强度之和, 为直流背景项; 而 $f(\omega) = |E_r(\omega)||E_u(\omega)|e^{i[\phi_u(\omega) - \phi_r(\omega)]}$ 是包含了两脉冲光谱相位差 $\Delta\phi(\omega) = \phi_u(\omega) - \phi_r(\omega)$ 的关键干涉项。

步骤二: 傅里叶变换至时域

对 $D(\omega, \tau)$ 施加傅里叶逆变换, 将其映射到时间域:

$$\text{FT}^{-1}[D(\omega, \tau)] = A(t) + f(t - \tau) + f^*(-t - \tau), \quad (4)$$

此处, $A(t)$ 代表位于 $t = 0$ 附近的、由 $S_0(\omega)$ 变换而来的两个脉冲的自相关项之和。 $f(t)$ 是 $f(\omega)$ 的傅里叶逆变换, 代表两脉冲的互相关函数。 $f(t - \tau)$ 和 $f^*(-t - \tau)$ 则分别中心位于 $t = +\tau$ 和 $t = -\tau$ 。

步骤三: 时域滤波提取互相关项

$$|E_u(\omega)| = \frac{1}{2} \left(\sqrt{S_0(\omega) + 2|f(\omega)|} - \sqrt{S_0(\omega) - 2|f(\omega)|} \right), \quad (7)$$

$$|E_r(\omega)| = \frac{1}{2} \left(\sqrt{S_0(\omega) + 2|f(\omega)|} + \sqrt{S_0(\omega) - 2|f(\omega)|} \right), \quad (8)$$

这一解析解的存在意味着, 待测脉冲和参考脉冲的光谱振幅可以仅从单次测量的干涉图中直接求出, 无需任何迭代过程, 这是 SRSI 方法高效、鲁棒的关键所在。

步骤六: 光谱相位的提取与时域重建

由式 (6), 待测脉冲的光谱相位可表示为:

$$\phi_u(\omega) = \phi_r(\omega) + \arg[f(\omega)], \quad (9)$$

在理想情况下, 如果参考脉冲的光谱相位 $\phi_r(\omega)$ 为零 (即傅里叶变换极限脉冲), 那么待测脉冲的光谱相位就直接等于 $\arg[f(\omega)]$ 。然而在实际中, $\phi_r(\omega)$ 虽趋于平坦, 但并非严格为零。为此, 可采用一个简单的迭代修正流程, 具体分析见 2.3 节: 利用当前重建的时域脉冲 $E_u(t)$, 通过非线性关系 $E_r(t) \propto |E_u(t)|^2 E_u(t)$ 更新参考脉冲的光谱相位 $\phi_r(\omega)$, 再代回式 (9) 获得修正后的 $\phi_u(\omega)$ 。通常迭代三次即可收敛, 相位误差可降至 0.2 弧度以下^[10]。

只要延迟 τ 足够大, 满足 $\tau > 3\Delta t/2$ (Δt 为脉冲宽度), $f(t - \tau)$ 就能与中心位于零点的自相关项 $A(t)$ 在时域上完全分离。此时, 可以使用一个以 $t = +\tau$ 为中心的数值窗口函数 (如超高斯窗口) 将 $f(t - \tau)$ 完整地提取出来。

步骤四: 逆傅里叶变换回频域, 获取干涉项

对提取出的 $f(t - \tau)$ 进行傅里叶变换, 回到频域, 并去掉已知的线性相位因子 $e^{i\omega\tau}$, 即可得到纯净的干涉项 $f(\omega)$ 。由此, 可以得到:

$$|f(\omega)| = |E_r(\omega)| \cdot |E_u(\omega)|, \quad (5)$$

$$\arg[f(\omega)] = \phi_u(\omega) - \phi_r(\omega), \quad (6)$$

同时, 通过对时域中 $t = 0$ 处的自相关项进行同样的滤波和傅里叶变换, 可以得到 $S_0(\omega)$ 。

步骤五: 谱振幅的解析提取

结合 $S_0(\omega)$ 和 $|f(\omega)|$, 可以得到关于 $|E_r(\omega)|$ 和 $|E_u(\omega)|$ 的方程组。该方程组存在简洁的封闭解析解:

最终, 将求得的谱振幅 $|E_u(\omega)|$ 和光谱相位 $\phi_u(\omega)$ 组合, 得到完整的复谱 $E_u(\omega) = |E_u(\omega)| \exp[i\phi_u(\omega)]$, 再通过一次傅里叶变换即可获得待测脉冲的时域电场 $E_u(t)$ 及其强度包络, 从而完成全部重建。

2.3 相位迭代修正算法

如 2.2 节步骤六所述, FTSI 单步提取的光谱相位依赖于式 (9) $\phi_u(\omega) = \phi_r(\omega) + \arg[f(\omega)]$: , 其中 $f(\omega) = E_r^*(\omega)E_u(\omega)$ 为干涉项。在零阶近似下, 通常假设参考脉冲的光谱相位 $\phi_r(\omega) \approx 0$, 从而得到待测脉冲光谱相位的初步估计 $\phi_u^{(0)}(\omega) \approx \arg[f(\omega)]$ 。然而, 由于 XPW 等三阶非线性过程的时域滤波特性, 所产生的参考脉冲光谱相位 $\phi_r(\omega)$ 虽趋于平坦, 但并不严格为零——当输入脉冲存在残余啁啾或高阶谱相畸变时, 该近似将引入系统性偏差。为此, 提出了一套基于非线性物理过程的自洽迭代修正算法, 通过逐步逼近真实的参考脉冲光谱相位, 实现对输入脉冲光谱相位

的精确重建^[19]。

该算法的核心思想是：在每次迭代中，利用当前估计的输入脉冲时域波形模拟参考脉冲

(XPW)的光谱相位，将其代回相位方程得到更新后的输入脉冲光谱相位，循环直至收敛。完整流程如下：

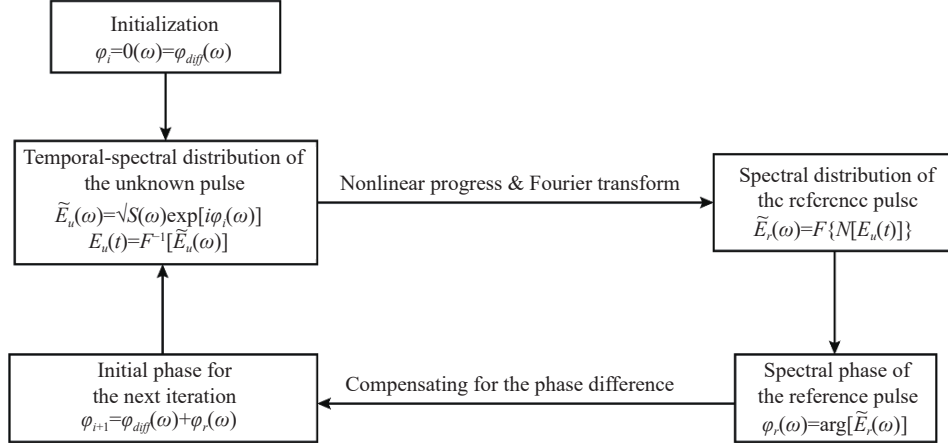


图 5 SRSI 中的迭代相位检索算法流程图。该算法通过反复迭代更新待测脉冲的频谱相位，直至收敛至稳定解。初始化相位设为通过傅里叶变换光谱干涉法测得的相位差 $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ ，随后在每次迭代中利用非线性过程（如交叉偏振波产生）从当前待测脉冲 $E_u(t)$ 构造参考脉冲 $E_r(t)$ ，并提取其频谱相位 $\varphi_r(\omega)$ 。更新后的相位 $\varphi_{i+1}(\omega)$ 为 $\varphi_{\text{diff}}(\omega) + \varphi_r(\omega)$ ，用于下一轮迭代。

Fig. 5 Flowchart of the iterative phase retrieval algorithm in SRSI. The algorithm iteratively updates the spectral phase of the unknown pulse until convergence. The initial phase is set to the phase difference $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ obtained from Fourier transform spectral interferometry. In each iteration, a reference pulse $E_r(t)$ is generated from the current unknown pulse $E_u(t)$ via a nonlinear process (e.g., cross-polarized wave generation), and its spectral phase $\varphi_r(\omega)$ is extracted. The updated phase $\varphi_{i+1}(\omega)$ is $\varphi_{\text{diff}}(\omega) + \varphi_r(\omega)$ for the next iteration.

步骤零（初始化）：令参考脉冲光谱相位 $\phi_r^{(0)}(\omega) = 0$ ，由干涉项得到零阶相位估计：

$$\phi_u^{(0)}(\omega) = \arg[f(\omega)] \quad (10)$$

结合 FTSI 解析提取的谱振幅 $|E_u(\omega)|$ (式 (7))，构造初始复场 $E_u^{(0)}(\omega) = |E_u(\omega)|\exp[i\phi_u^{(0)}(\omega)]$ 。

步骤一（时域重建）：对 $E_u^{(0)}(\omega)$ 作逆傅里叶变换，得到输入脉冲时域波形 $E_u^{(0)}(t)$ 。

步骤二（模拟参考脉冲生成）：利用三阶非线性过程的瞬时强度三次方关系模拟参考脉冲时域波形：

$$E_r^{(0)}(t) \propto |E_u^{(0)}(t)|^2 E_u^{(0)}(t) \quad (11)$$

步骤三（更新参考脉冲光谱相位）：对 $E_r^{(0)}(t)$ 进行傅里叶变换，提取其光谱相位 $\phi_r^{(0)}(\omega) = \arg[\text{FT}[E_r^{(0)}(t)]]$ 。

步骤四（更新输入脉冲光谱相位）：将更新后的 $\phi_r^{(0)}(\omega)$ 代入相位方程：

$$\phi_u^{(1)}(\omega) = \phi_r^{(0)}(\omega) + \arg[f(\omega)] \quad (12)$$

步骤五（收敛判断）：若相邻两次迭代的光谱相位修正量在整个频谱范围内均低于设定阈值（例如 0.01 rad），则终止；否则以 $\phi_u^{(1)}$ 回到步骤一，进入下一轮循环。

该迭代过程收敛迅速，通常 3~5 次循环即可获得稳定结果，相位偏差可降至 0.2 rad 以下。

2.3.1 保守有效范围

迭代算法的收敛性与测量有效性均可通过谱展宽因子 (broadening factor) Z 加以定量表征。对于高斯形啁啾脉冲， Z 定义为参考脉冲均方根谱宽 $\Delta\omega_r$ 与输入脉冲均方根谱宽 $\Delta\omega_u$ 之比：

$$Z(x) = \frac{\Delta\omega_r}{\Delta\omega_u} = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot \frac{9 + (\alpha x)^2}{1 + (\alpha x)^2}} \quad (13)$$

其中 $x = \phi^{(2)}/(\Delta\tau_0)^2$ 为无量纲相对啁啾因子， $\Delta\tau_0$ 为输入脉冲的傅里叶变换极限脉宽（均方根宽度）， $\alpha = \Delta\omega_u \Delta\tau_0$ 为其时间带宽积（对高斯脉冲 $\alpha = 0.5$ ）。 Z 因子在 $x = 0$ （无啁啾）时取得极大值：

$$Z_{max} = Z_0 = \sqrt{3} \approx 1.73, \quad (14)$$

$|x|$ 增大, Z 单调递减, 在 $|x| \rightarrow \infty$ 时趋于 $1/\sqrt{3}$ 。 $Z > 1$ 这一条件在物理上意味着参考脉冲的谱宽大于输入脉冲谱宽, 且其残余光谱相位小于输入脉冲光谱相位的 $1/3$ ——这正是迭代算法有效运行的必要条件^[19]。

2.3.2 递推数列的收敛性分析

将迭代过程中每步对输入脉冲相对啁啾因子的估计值 $\{x_i\}$ 视为一个递推数列, 其通项关系为:

$$x_{i+1} = x_0 + x_i \cdot \frac{1 + (\alpha x_i)^2}{9 + (\alpha x_i)^2}, \quad (15)$$

数列初始项 x_0 对应 FTSI 单步输出的相对啁啾, 可从输入脉冲真实啁啾 x 推导为:

$$x_0 = \frac{8x}{9 + (\alpha x)^2}, \quad (16)$$

函数 $x_0(x)$ 的值域始终被约束在 $[-4/(3\alpha), 4/(3\alpha)]$ 区间内, 由此可得两项关键结论:

结论一(必然收敛性): 递推数列对任意输入啁啾 x 均收敛, 其极限为:

$$x_\infty = \frac{4 - \sqrt{16 - 9(\alpha x_0)^2}}{\alpha^2 x_0}, \quad (17)$$

结论二(有效性约束): 测量有效的充要条件是 $x_\infty = x$, 经解析推导可证此条件成立当且仅当:

$$x \in \left[-\frac{3}{\alpha}, \frac{3}{\alpha} \right], \quad (18)$$

当 $|x| > 3/\alpha$ 时, 算法仍收敛至某一 $x_\infty \neq x$ 的错误值, 但无法仅凭相位恢复结果本身判断测量失效。以 $x = 12$ 为典型反例: 初始项 $x_0 \approx 2.13$, 算法收敛至 $x_\infty \approx 3$, 与真实值相差悬殊, 但收敛过程从表面上完全正常^[19]。

3 SRSI 的光路优化

3.1 XPW/SD/TG-SRSI

SRSI 方法最初由 Oksenhendler 等人于 2010 年提出^[10]。采用交叉偏振波产生非线性参考脉冲。在该方案中, 待测脉冲经过偏振片与非线性晶体(BaF_2), 通过三阶极化率 $\chi^{(3)}$ 产生与原脉冲

正交偏振的 XPW 信号, 二者随后具有一定延时合束并导入光谱仪获得光谱干涉图样。由于 XPW 过程天然满足相位匹配条件(自相位匹配), 该方案具有较高的稳定性, 多次测量灵敏度可达约 100 nJ。然而, XPW-SRSI 存在两个根本性限制: 其一, 方案依赖偏振片对输入激光与信号光进行分离, 而宽带偏振片在深紫外和中红外波段的透射效率显著下降; 其二, 非线性晶体的透明窗口限制了方案的工作波长范围, 使其难以直接扩展至近红外乃至中红外波段的超短脉冲测量^[18]。

为规避对偏振器的依赖, 基于自衍射效应的 SRSI 光路结构随之出现^[14]。SD 也是一种简并三阶非线性效应, 且无需偏振器, 在原理上具备深紫外波段的测量潜力。然而, SD 信号在空间上与基频光分离, 并伴随不可忽略的角色散(angular dispersion), 该角色散会在时域中引入附加相位, 导致相位提取结果失真。此外, SD 的多次测量灵敏度仅约 1000 nJ, 远低于 XPW 方案, 限制了其在低能量系统中的应用(见表 1)。

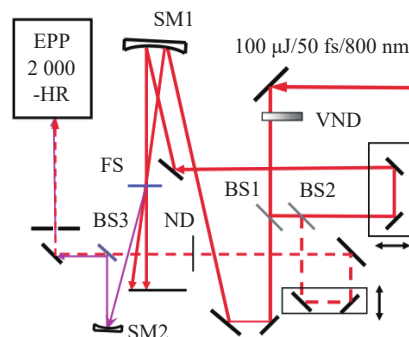


图6 用于 800 nm 脉冲测量的 SD-SRSI 实验装置图。VND, 可变中性密度滤光片; BS1、BS2、BS3, 厚度为 1 mm 的 50/50 分束镜; SM1, 曲率半径 $R = -700$ mm 的球面反射镜; FS, 厚度为 0.1 mm 的熔融石英玻璃片; ND, 中性密度滤光片; SM2, 曲率半径 $R = -1000$ mm 的球面反射镜; EPP-2000-HR, 高分辨率光谱仪(分辨率 0.15 nm)^[14]。

Fig. 6 Experimental setup of SD-SRSI for pulse at 800 nm. VND, variable-neutral density filter; BS1, BS2, BS3, 50/50 1 mm thick beam splitters; SM1, spherical mirror with a radius of curvature $R = -700$ mm; FS, 0.1 mm thick fused silica glass plate; ND, neutral density filter; SM2, spherical mirror with a radius of curvature $R = -1000$ mm; EPP-2000-HR, high-resolution spectrometer (0.15 nm resolution)^[14].

表 1 XPW, SD 和 TG 过程对比^[20]Tab. 1 Comparison of XPW, SD, and TG processes^[20]

	XPW	SD	TG
灵敏度(多发)	~100 nJ	~1 000 nJ	~10 nJ
灵敏度(单发)	~1 μ J	~10 μ J	~0.1 μ J
优点	自相位匹配	无需偏振器件; 宽波段适应	宽波段适应; 背景抑制;灵敏
缺点	需要偏振器件	非自相位匹配	需要三路光

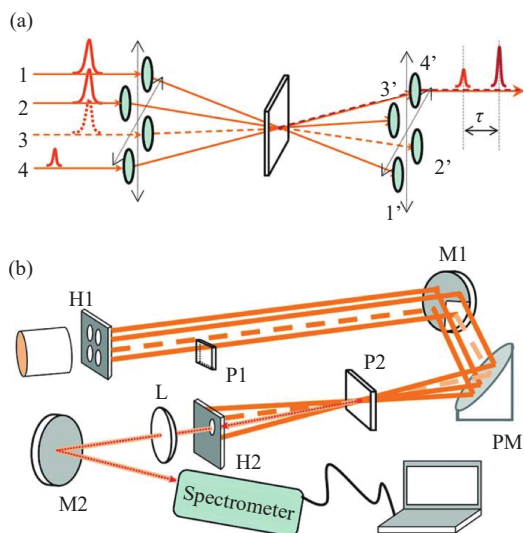


图 7 (a) 瞬态光栅自参考光谱干涉法原理图。(b) 实验装置图; H1, 黑板; P1、P2, 熔融石英片; M1, 四分之三区域镀银的平面反射镜; PM, 抛物面反射镜; H2, 光阑; L, 透镜; M2, 平面反射镜^[15]。

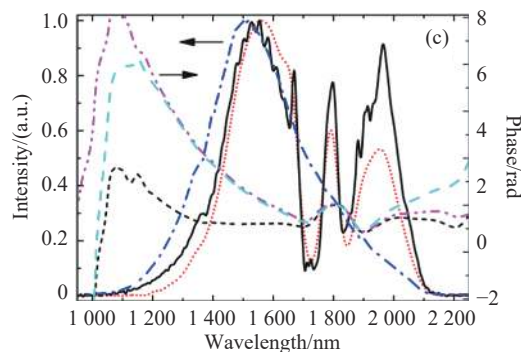
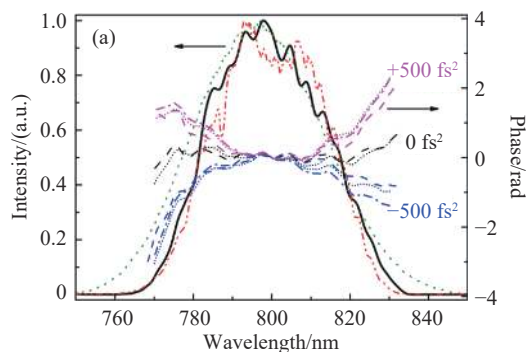
Fig. 7 (a) Schematic of TG-SRSI. (b) Experimental setup; H1, black plate; P1, P2, fused silica plate; M1, plane mirror with three quarters parts silver-coated; PM, parabolic reflector; H2, iris; L, lens; M2, plane mirror^[15].

在上述背景下,瞬态光栅(Transient Grating, TG)效应为 SRSI 提供了更优的非线性产生机制。TG 过程由三束脉冲在同一时空区域重叠而产生:其中两束泵浦光形成折射率光栅,第三束探测光经布拉格衍射产生信号光。与 XPW 和 SD

相比, TG 过程具有三项显著优势(表 1): (1)背景抑制——TG 信号在独立空间方向出射,天然实现背景自由探测; (2)高灵敏度——多次测量灵敏度可低至约 10 nJ, 单次测量低至约 0.1 μ J, 分别比 XPW 方案高约一个数量级、比 SD 方案高约两个数量级; (3)宽波段适用性——TG 过程无需偏振器或特定晶体, 仅以普通光学玻璃(如熔融石英)为非线性介质, 理论上可覆盖从深紫外至中红外的极宽光谱范围^[20]。

Liu 等人于 2012 年率先将 TG 效应引入 SR-SI 方法, 提出了基于 BOXCARs 几何构型^[21] 的 TG-SRSI 方案^[15]。在该方案中, 待测脉冲经一块开有四个圆孔(直径 2.5 mm, 孔心构成 5.5 mm 正方形)的黑色遮光板分为四束: 其中三束用于驱动 TG 过程, 聚焦于 500 μ m 厚熔融石英薄片上产生参考信号; 第四束经低反射率衰减(约 0.6%)并引入时间延迟后, 作为测试光与 TG 信号共线出射, 共同进入光谱仪完成干涉测量。该构型的关键特性在于: TG 信号的出射方向由相位匹配自动确定, 且与第四束光束(待测光)严格共线, 因而系统具有天然的对准容错性, 且无需繁琐的空间滤波调节。

在性能验证方面, 通过使用 800 nm、0.7 mJ、1 kHz 的钛蓝宝石激光系统(入射总能量约 1.5 μ J)测量了 37.5 fs 的脉冲, 所得结果与商用 XPW-SRSI 系统(WIZZLER)高度吻合, 干涉图动态范围达 50 dB。更关键的是, 仅需更换光谱仪, 同一套装置便成功表征了中心波长 1.75 μ m 处的亚两周期脉冲(压缩后脉宽 10.6 fs, 对应约 1.8 个光学周期), 证明了 TG-SRSI 宽波段适应的能力。对基于 BOXCARs 结构所产生的 TG 信号, 在 2°至 6°的交叉角范围内验证其角色散, 角色散可忽略不计, 也消除了 SD-SRSI 的固有缺陷^[15]。



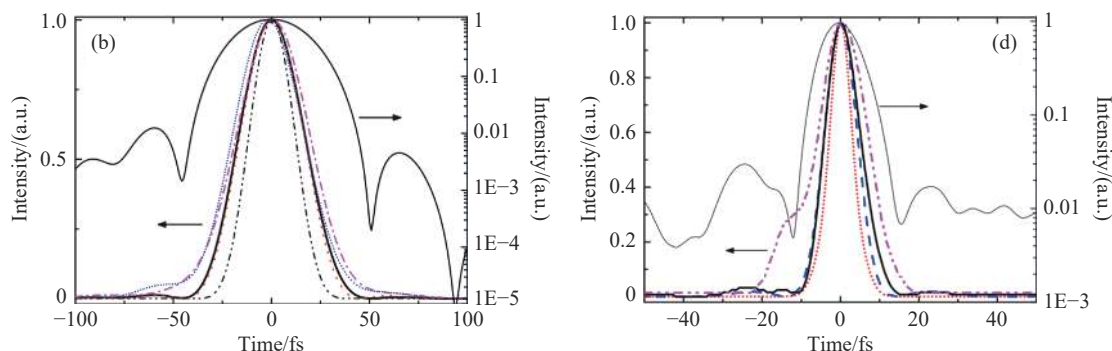


图8 (a) 当待测脉冲中分别引入 0 fs^2 (居中, 黑色)、 $+500 \text{ fs}^2$ (上方, 品红色) 和 -500 fs^2 (下方, 蓝色) 的二阶色散时, 测量得到的 TG 信号光谱 (绿色点线)、待测脉冲光谱 (红色点划线)、反演得到的待测脉冲光谱 (黑色实线), 以及由 TG-SRSI (短线)、WIZZLER (虚线) 和理论计算 (点划线) 得到的频谱相位。(b) 三种不同条件下反演得到的待测脉冲时域波形: 0 fs^2 (粗细黑色实线)、 $+500 \text{ fs}^2$ (品红色点划线)、 -500 fs^2 (蓝色短点线)。红色点线和黑色点划线分别表示待测脉冲的傅里叶变换极限脉冲时域波形和 TG 信号的时域波形。(c) 测量得到的 TG 信号光谱 (蓝色点划线)、待测脉冲光谱 (黑色实线) 以及反演得到的待测脉冲光谱 (红色短点线)。分别是有 (黑色短虚线) 和无 (品红色双点划线) 置于布儒斯特角位置的 1 mm 厚熔融石英片时, 由 TG-SRSI 反演得到的频谱相位。青色虚线为无玻璃片时的理论计算频谱相位。(d) 有 (粗细黑色实线) 和无 (品红色双点划线) 1 mm 厚玻璃片时反演得到的待测脉冲时域波形, 其脉宽分别为 10.6 fs 和 15.1 fs 。蓝色虚线和红色短点线分别表示待测脉冲和 TG 信号的傅里叶变换极限脉冲时域波形, 其脉宽分别为 9.6 fs 和 6.8 fs [15]。

Fig. 8 (a) Measured spectra of the TG signal (green dot) and the testing-pulse (red dash-dot-dot), the retrieved spectrum of the testing-pulse (solid black), the spectral phase obtained by TG-SRSI (short-dot), WIZZLER (dash) and the calculation (dash-dot) when introduced at 0 fs^2 (center and black), $+500 \text{ fs}^2$ (up and magenta), -500 fs^2 (down and blue) in the testing-pulse, respectively. (b) Retrieved temporal profile of the testing-pulse at 0 fs^2 (thick and thin black solid), $+500 \text{ fs}^2$ (magenta dash-dot), -500 fs^2 (blue short-dot); three different conditions. The red dot and the black dash-dot-dot lines are the FTL temporal profile of the testing-pulse and the TG signal, respectively. (c) Measured spectra of the TG signal (blue dash-dot), the testing-pulse (black solid), and the retrieved spectrum of testing-pulse (red short-dot). Retrieved spectral phase by TG-SRSI with (black short-dash) and without (magenta dash-dot-dot) the Brewster-angle located 1 mm thick fused silica plate. Cyan dashed line is the calculated spectral phase without the glass plate. (d) Retrieved temporal profile of the testing-pulse with (thick and thin black solid) and without (magenta dash-dot-dot) the 1 mm thick glass plate, which are 10.6 and 15.1 fs , respectively. Blue dashed and red short-dot lines are the FTL temporal profile of the testing-pulse and the TG signal, which are 9.6 and 6.8 fs , respectively [15].

3.2 Extended TG-SRSI

尽管 TG-SRSI 在波段适用性方面相较 XPW-SRSI 和 SD-SRSI 取得了根本性突破, 但该装置仍需约 $1.5 \mu\text{J}$ 的入射脉冲能量, 与典型激光振荡器输出的几纳焦至几十纳焦能量之间存在约四个数量级的差距。这一能量门槛使 TG-SRSI 的应用范围局限于啁啾脉冲放大 (Chirped Pulse Amplification, CPA) 系统, 而无法覆盖纳焦能量的振荡器输出脉冲表征需求。振荡器输出脉冲的直接测量对于腔内色散监控、锁模状态评估及种子脉冲质量控制具有重要意义, 因此降低能量阈值是 TG-SRSI 走向更广泛应用的方向之一。

针对上述需求, Shen 等人提出了 Extended TG-SRSI 方案, 在保留 BOXCARs 几何构型的前提下, 以反射式显微物镜 (Reflective Microscope

Objective, RMO) 替换原方案中的抛物面镜, 作为聚焦元件 [22]。所用 RMO (Thorlabs LMM-15X-UVV, $15\times$, $\text{NA} = 0.30$) 采用 Schwarzschild 型同轴反射设计, 由一片大凹面镜与一片小凸面镜组成, 两者均镀铝膜 (800 nm 处反射率约 83%), 整体透过率约 41% (凸镜遮挡约 25% 的入射通量)。其有效焦距仅约 13.3 mm , 较先前的 TG-SRSI 所用 150 mm 抛物面镜缩短约 11 倍, 焦斑直径相应压缩至约 $15 \mu\text{m}$ 。这一极端紧聚焦使 65 nJ 、 43 fs 脉冲在焦点处的峰值光强达到 $0.7 \text{ TW}/\text{cm}^2$, 足以在 0.5 mm 厚熔融石英介质中驱动高效的 TG 非线性过程。此外, RMO 的全反射式光路设计从根本上消除了色差, 在宽波段范围内均可保持衍射极限聚焦性能, 与 TG-SRSI 宽波段应用的定位高度契合。

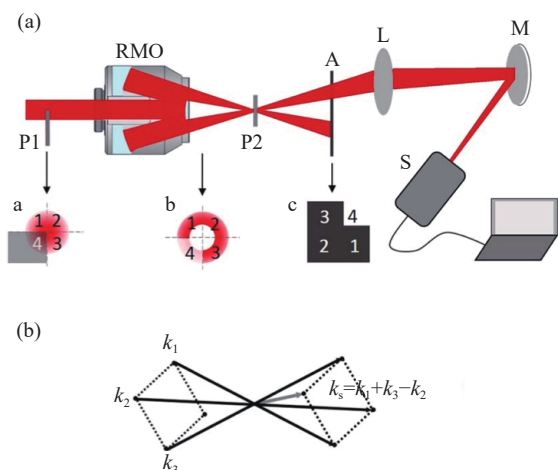


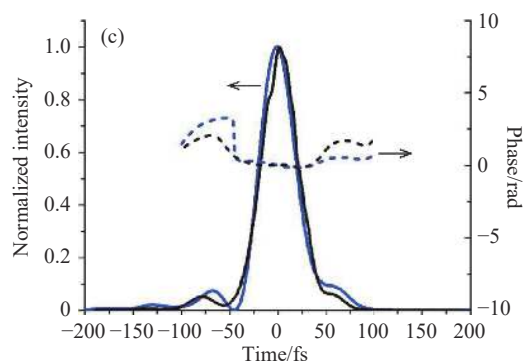
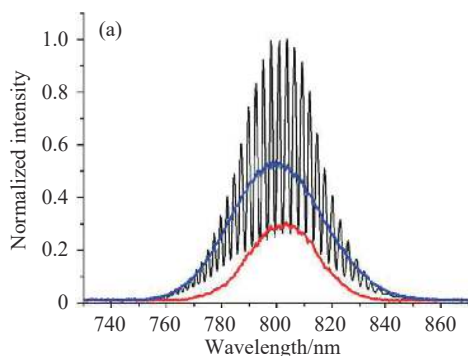
图 9 (a) 基于反射式显微物镜的瞬态光栅自参考光谱干涉法光路图。P1, 镀铝熔融石英片; P2, 非线性材料; A, 黑色挡板; L, 透镜; M, 平面反射镜; S, 光谱仪; a 和 b 为箭头所指部分的截面图, c 为黑板。所有图示均为从右侧观察的视图。(b) BOX-CARS 相位匹配几何示意图^[22]。

Fig. 9 (a) The optical setup of the RMO based TG-SRSI. P1, aluminum-coated, fused silica plate; P2, nonlinear material; A, black plate; L, lens; M, reflective plane mirror; S, spectrometer; a and b are cross sections of the portions indicated by the arrows and c is the black plate. All are seen from the right side. (b) BOX-CARS phase-matching geometry^[22].

紧聚焦提升灵敏度的物理基础源于 TG 效应的三阶非线性本质。TG 信号强度正比于三束泵浦光峰值光强之积, 即 $I_{TG} \propto I_1 I_2 I_3$; 当三束泵浦能量相等时, $I_{TG} \propto I^3 \propto E^3/A^3$, 其中 E 为单束脉冲能量, $A \propto d^2$ 为焦斑面积。因此, 将焦斑直径缩小为原来的 $1/k$, 在相同入射能量条件下可使 TG 信号强度提升 k^6 倍。这一六次方的增益关系意味着, 即使焦斑直径仅缩小一倍, TG 信号便可增强约 64 倍, 灵敏度的提升对聚焦质量极为敏感。正是利用这一标度律, 通过极端紧聚焦可在远低于原方案的脉冲能量下产生足够强度的 TG 信号。

Extended TG-SRSI 在光路层面同时带来了显著的结构紧凑性优势, 这一特性与灵敏度提升相辅相成。由于 RMO 焦距仅 13.3 mm, TG 产生单元的纵向尺寸较先前的 TG-SRSI 方案压缩至约 $1/11$, 整体光路占用空间大幅减小。更为关键的是, 延迟引入与测试光衰减两项功能由单块铝镀膜熔融石英平板 (P1, 厚度 0.5 mm) 同时承担: P1 的铝镀层对测试光 (beam 4) 提供约 99.5% 的能量衰减, 确保测试光强度与 TG 参考信号匹配; 同时, 光束在平板中传播所产生的光程差自动引入约 750 fs 的时间延迟, 满足 FTSI 算法对两束光延迟的要求, 省去了独立的延迟线调节机构。非线性介质 (P2, 0.5 mm 厚熔融石英) 亦为标准薄板, 无需精密角度调谐。与此相比, XPW-SRSI 需要专用的非线性晶体模块与偏振片组^[10, 14], 而先前的 TG-SRSI 还需配备焦距 150 mm 的抛物面镜和旋转玻璃板延迟线。Extended TG-SRSI 将全部核心元件压缩至孔板、RMO、P1、P2 四件, 结构高度集成, 装置整体可装入较小光学平台, 为后续发展便携式、现场部署型脉冲测量系统提供了可行方案。

在性能验证方面, 通过对 CPA 系统输出脉冲进行精确能量衰减, 模拟振荡器量级的弱脉冲, 成功实现了 65 nJ 脉冲 (经 RMO 后实际到达 P2 的能量约 27 nJ) 的自参考表征, 这是 SRSI 技术首次突破亚百纳焦耳能量阈值^[22]。被测脉冲中心波长 800 nm, 脉宽 43 fs; 测量结果与 SHG-FROG 的独立测量结果高度一致, FROG 重构误差低于 0.005, 光谱带宽检索结果约为 26 nm。实验中还三束不同入射能量 (65 nJ、75 nJ、85 nJ) 下 TG 信号强度进行了定量比对, 所得强度比 $0.43 : 0.65 : 1$ 与 $I_{TG} \propto I_{in}^3$ 的三阶标度律高度吻合, 确认了在该能量区间内 TG 非线性过程的纯粹性, 排除了其他高阶非线性效应的干扰。



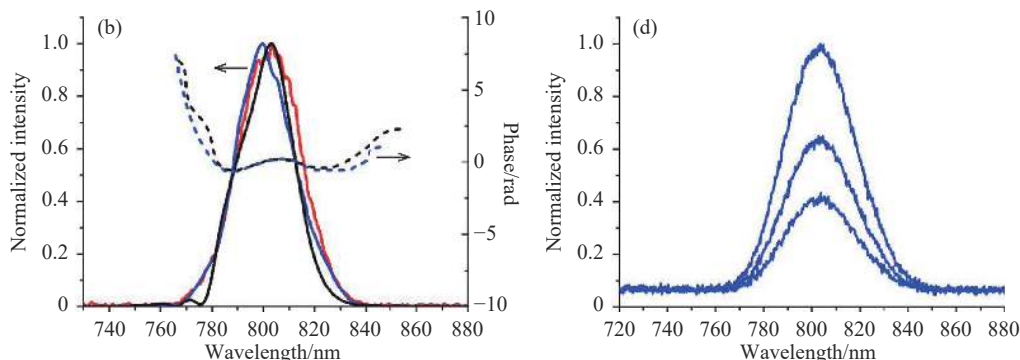


图 10 (a) 由光谱仪直接测量得到的测试光束(红色曲线)、TG 信号(蓝色曲线)及其干涉图(黑色曲线)的光谱强度。(b) 使用 TG-SRSI 反演得到的光谱(黑色实线)和频谱相位(黑色点线)。使用 SHG-FROG 反演得到的光谱(蓝色实线)和频谱相位(蓝色点线)。红色曲线为光谱仪直接测得的测试光束光谱。(c) 使用 TG-SRSI(黑色曲线)和 SHG-FROG(蓝色曲线)反演得到的时域波形(实线)和相位(虚线)。(d) 光谱仪直接测得的三个 TG 信号光谱。自下而上的光谱分别对应输入脉冲能量为 65 nJ、75 nJ 和 85 nJ 时的情况^[22]。

Fig. 10 (a) Spectral intensity of the test beam (red curve), the TG signal (blue curve), and the interference between them (black curve) measured directly with the spectrometer. (b) The spectrum retrieved (black solid curve) and the spectral phase (black dotted curve) by using TG-SRSI. The spectrum retrieved (blue solid curve) and the spectral phase retrieved (blue dotted curve) by using SHG-FROG. The red curve is the spectrum of the test beam measured directly by the spectrometer. (c) The temporal profiles (solid curves) and phases (dashed curves) retrieved by using TG-SRSI (black curves) and SHG-FROG (blue curves). (d) Spectra of three TG signals measured directly by the spectrometer. Spectra from the bottom to the top correspond to when the input pulse energies are 65, 75, and 85 nJ, respectively^[22].

在灵敏度的进一步提升路径方面,有两个明确方向。其一是换用更高倍率、更大数值孔径的 RMO(如 40 $\times$, NA=0.50),进一步压缩焦斑,理论上可在不改变脉冲能量的情况下再获数量级以上的信号增益。其二是以高 $\chi^{(3)}$ 材料替换熔融石英作为非线性介质:硫系玻璃(如 As₂S₃、Ge-S 系)的三阶非线性系数较熔融石英高出 2–3 个数量级^[23],在相同峰值光强条件下可产生远更强的 TG 信号,从而有望将能量下限延伸至纳焦耳量级的 MHz 振荡器脉冲测量。

3.3 Compact TG-SRSI

Extended TG-SRSI 将 SRSI 的能量门槛由微焦耳降至 65 nJ,但与激光振荡器的典型单脉冲能量(亚纳焦耳至数纳焦耳)之间仍存在约两个数量级的差距。与此同时,RMO 方案虽结构较前代紧凑,但由于反射式显微物镜在处理多束分离光路时存在口径限制,难以进一步微型化。针对这两方面的不足,Shen 等人于 2017 年提出了 Compact TG-SRSI 方案,在系统层面对能量灵敏度与装置紧凑性进行了协同优化^[24]。该方案的设计逻辑建立在三项明确的工程原

则之上:(1)保留 TG 效应作为参考脉冲产生机制,发挥其灵敏度优势;(2)以更高三阶非线性系数的介质替换熔融石英,从材料层面增强 TG 转换效率;(3)采用对称短焦抛物面镜对实现极端紧聚焦,同时利用对称构型简化光束对准。

在元件选型上,Compact TG-SRSI 以两片铝膜离轴抛物面镜(PM1 与 PM2,焦距均为 25.4 mm,90°离轴)构成对称的聚焦-准直对,分别承担将四束入射光聚焦于非线性介质以及将出射光准直送入光谱仪的功能。较之 Extended TG-SRSI 所采用的 RMO(焦距 13.3 mm,多束光共用同一口径时存在渐晕效应),对称抛物面镜对中每束光均使用完整口径,且抛物面镜在宽波段范围内无色差,与 TG-SRSI 的宽波段特性高度匹配。非线性介质由 0.5 mm 厚熔融石英(P2)替换为 0.15 mm 厚的 YAG 晶体:YAG 的三阶非线性折射率约为熔融石英的 3–5 倍,在相同峰值光强条件下可产生更强的 TG 信号,有效降低对入射能量的要求。YAG 表面粗糙度优于 10 Å,在多光束聚焦几何下不引入显著散射背景。

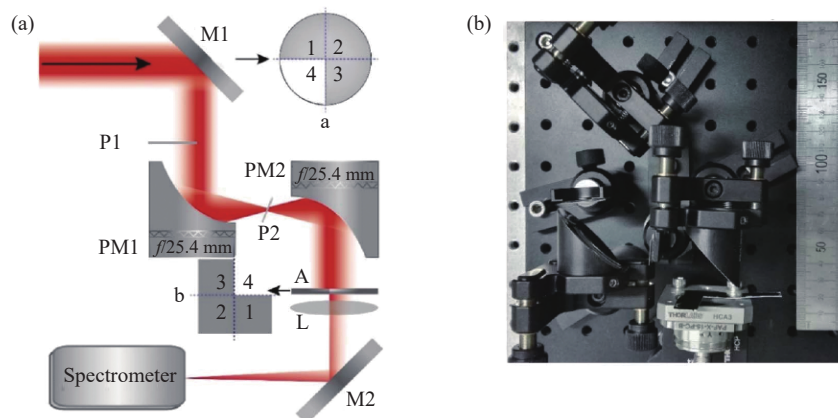


图 11 实验装置图。(a) M1, 特制 3/4 镀膜反射镜; P1, 0.5 mm 厚熔融石英片; PM1、PM2, 90°镀膜离轴抛物面反射镜, 焦距 $f=25.4$ mm; P2, 0.15 mm 厚 YAG 晶体片; A, 光阑; L, 透镜, 焦距 $f=200$ mm; M2, 反射镜。插图 a 为 M1 的正面视图; 插图 b 为光阑 A 的形状。(b) 装置光路实物照片^[24]。

Fig. 11 Experimental setup. (a) M1, special 3/4 coated reflective mirror; P1, fused silica plate, 0.5 mm thick; PM1, PM2, 90° aluminum coating off-axis parabolic mirror, $f = 25.4$ mm; P2, YAG plate, 0.15 mm thick; A, aperture; L, lens, $f = 200$ mm; M2, reflective mirror. Inset a, the front side of M1; inset b, the shape of A. (b) Picture of the optical setup of the device^[24].

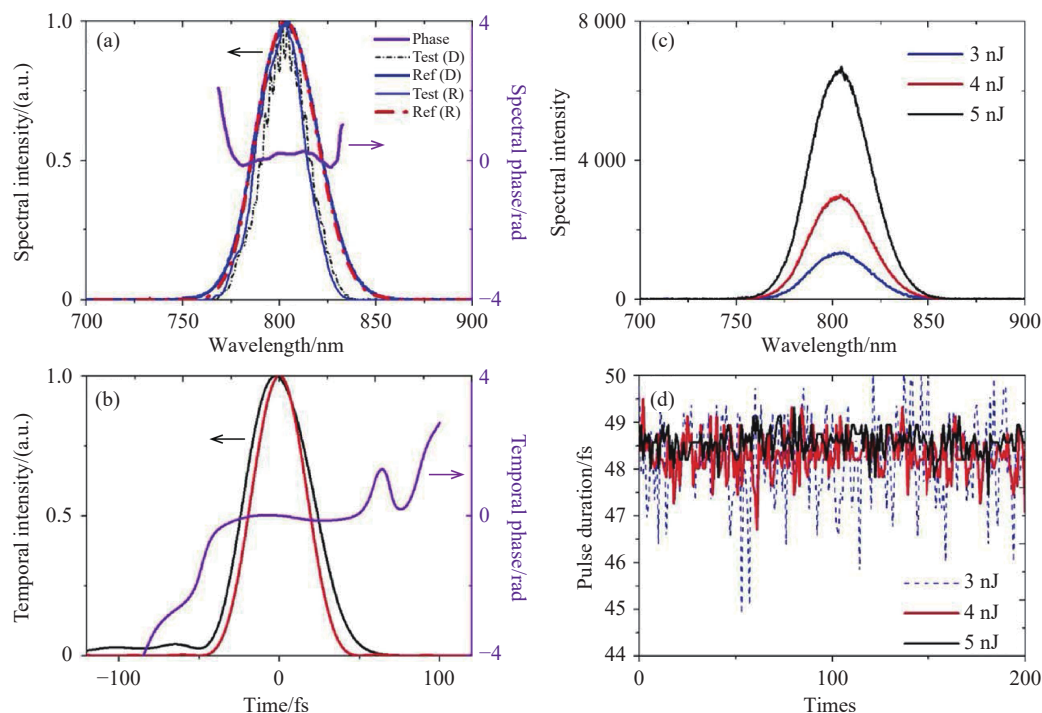


图 12 1 kHz 重复频率下飞秒脉冲的表征结果。(a) 反演得到和直接测量的未知输入脉冲及 TG 参考脉冲的光谱, 其中“R”表示“反演光谱”, “D”表示“直接测量光谱”。(b) 反演得到的未知输入脉冲的时域波形(黑色实线)、傅里叶变换极限脉冲时域波形(红色点划线)及相位。(c) 输入能量分别为 5 nJ、4 nJ 和 3 nJ 时自产生的 TG 参考脉冲的光谱强度。(d) 不同输入脉冲能量下表征过程中的脉冲宽度波动^[24]。

Fig. 12 Characterization results of femtosecond pulses at 1 kHz repetition rates. (a) Retrieved and directly measured spectra of the unknown input pulse and TG reference, “R” for “retrieved spectra” and “D” for “directly measured spectra.” (b) Retrieved temporal profile (black solid line), the Fourier transform limit pulse temporal profile (red dashed-dotted line), and the phase of the unknown input pulse. (c) Spectra intensity of self-created TG reference pulses with input energy of 5 nJ, 4 nJ, and 3 nJ, respectively. (d) Pulse duration fluctuation in the characterization with different input pulse energies^[24].

光束分割与测试光衰减方面, Compact TG-SRSI 以一块特制的 3/4 镀膜反射镜(M1)替换了 TG-SRSI^[15] 和 Extended TG-SRSI^[22] 方案中的孔板: M1 的四分之三面积镀高反膜用于反射三束泵浦光, 剩余四分之一面积不镀膜, 对测试光 (beam 4) 的能量衰减约达 99.84% (反射率降至约 0.16%), 兼具分光与强衰减双重功能, 省去了额外的衰减元件。时延由一块 0.5 mm 厚熔融石英平

板 P1 引入; P1 可选择性镀膜, 以进一步调节测试光与 TG 参考信号之间的强度比。上述设计将 TG-SRSI^[15] 方案中的孔板、衰减器与延迟线三个独立模块整合为 M1、P1 两块光学元件, 显著削减了自由空间光路的元件数量与调节自由度。整套装置的空间占用约 150 mm×100 mm, 达到可置于单手掌上的集成化程度, 是迄今 SRSI 技术中体积最紧凑的实现方案^[24]。

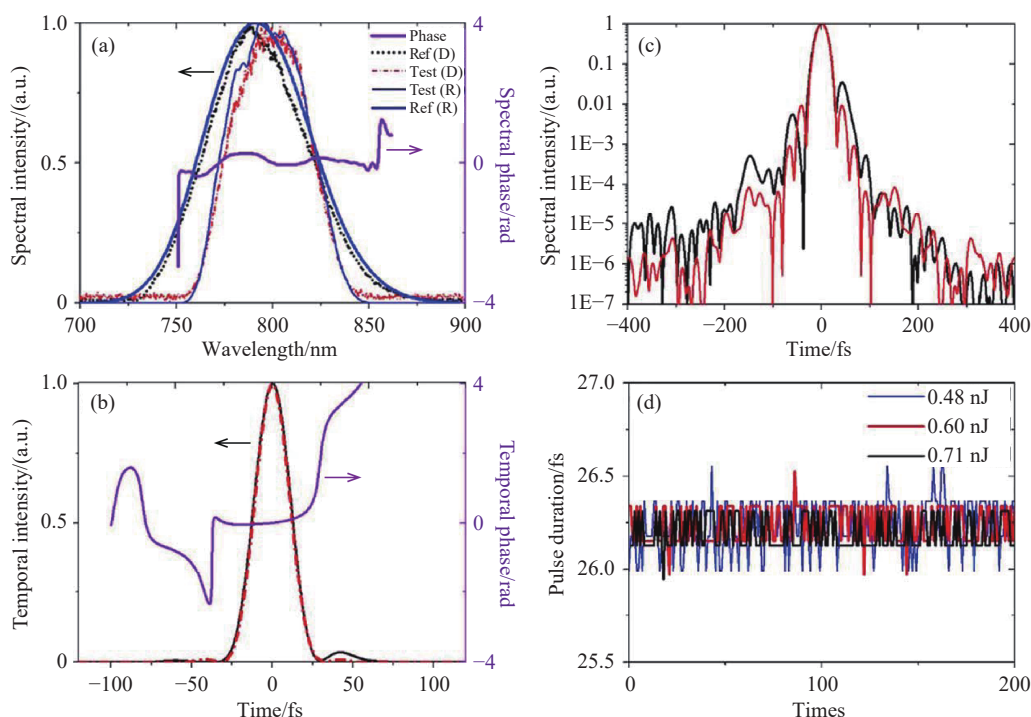


图 13 84 MHz 重复频率下飞秒脉冲的表征结果。(a) 反演得到和直接测量的未知输入脉冲及 TG 参考脉冲的光谱, 其中“R”表示“反演光谱”, “D”表示“直接测量光谱”。(b) 反演得到的未知输入脉冲的时域波形(黑色实线)、傅里叶变换极限脉冲时域波形(红色点划线)及相位。(c) 对数坐标下反演得到的时域强度波形(黑色线)和傅里叶变换极限脉冲时域波形(红色线)。(d) 不同输入脉冲能量下表征过程中的脉冲宽度波动曲线^[24]。

Fig. 13 Characterization results of femtosecond pulses at 84 MHz repetition rates. (a) Retrieved and directly measured spectra of the unknown input pulse and TG reference pulse, “R” for “retrieved spectra” and “D” for “directly measured spectra.” (b) Retrieved temporal profile (black solid line), Fourier transform limit pulse temporal profile (red dashed-dotted line), and phase of the unknown input pulse. (c) Retrieved temporal intensity profile (black line) and Fourier transform limit pulse temporal profile (red line) on a logarithmic scale. (d) Pulse duration fluctuation curves in the characterization with different input pulse energies^[24].

在性能验证方面, Compact TG-SRSI 分别针对放大器脉冲和振荡器脉冲开展了实验。对于 1 kHz 钛蓝宝石 CPA 系统输出的脉冲, 所测最低入射能量为 3 nJ (48 fs, 800 nm), 三个能量档 (3、4、5 nJ) 下 TG 信号强度比为 1350 : 3000 : 6750, 与 $I_{TG} \propto I^3$ 预期的三阶标度律高度吻合, 确认非线性机制的纯粹性。对于 84 MHz 重复频率的 Mai

Tai SP 振荡器 (Spectral Physics), 直接测量了 0.48 nJ 单脉冲能量下的脉冲, 恢复脉宽约为 26.3 fs, 在 ± 400 fs 时间窗口内干涉图动态范围达 10^5 (50 dB)。这是 SRSI 技术首次直接表征 MHz 级振荡器输出脉冲, 相较于 Extended TG-SRSI (65 nJ 下限) 进一步将能量阈值压低约两个数量级, 相较于最初的 XPW-SRSI 方案则整体跨越了

约三个数量级^[24]。

3.4 总 结

从 XPW-SRSI 的提出到 Compact TG-SRSI

的实现, SRSI 的光路架构在波段覆盖、能量灵敏度与装置紧凑性三个维度上各有侧重。表 2 对上述五类方案的核心技术参数进行了横向整理。

表 2 SRSI 各代光路方案核心参数对比

Tab. 2 Core Parameters Comparison of SRSI Generation Optical Path Schemes

方案	非线性介质	已验证能量(单发)	波段适用性	角色散	特点
XPW-SRSI	LiF/BaF ₂ 晶体	0.1 μ J	受晶体、偏振片透明窗口限制	无	需偏振片; 自相位匹配; 共线光路
SD-SRSI	熔融石英	1 μ J	深紫外至中红外	有	非共线光路; 角色散影响; 无偏振片; 宽波段
TG-SRSI	熔融石英	~1.5 μ J	深紫外至中红外	无	无偏振片; 自相位匹配; 150 mm 抛物镜
Extended TG-SRSI	熔融石英	65 nJ	深紫外至中红外	无	无偏振片; 自相位匹配; RMO($f=13.3$ mm)紧聚焦结构
Compact TG-SRSI	YAG	0.48 nJ	深紫外至中红外	无	无偏振片; 自相位匹配; 对称短焦抛物镜对($f=25.4$ mm)紧聚焦、紧凑; 高灵敏度

由表 2 可见, SRSI 光路的演进在三个维度上体现出清晰的技术逻辑。

第一, 波段覆盖的扩展由 XPW-SRSI 过渡至 TG-SRSI 时完成。XPW 对介质和偏振器件的光学特性有较强依赖: XPW 需要具备特定晶体取向和透明窗口的非线性晶体, SD 过程则存在角色散问题, 而 TG 过程仅依赖材料的普遍三阶非线性, 任何透明光学介质均可充当非线性介质, 使方案在原理上覆盖从深紫外至中红外的极宽光谱范围。Liu 等人^[15]在 800 nm 与 1.75 μ m 两个波长点的实验验证了这一潜力。此后, Extended TG-SRSI^[22]与 Compact TG-SRSI^[24]均继承了 TG 的宽波段优势。

第二, 能量灵敏度的提升是 Extended 与 Compact TG-SRSI 两代方案的核心贡献, 其物理驱动力均来源于 TG 信号强度对焦斑面积的六次方反比关系($I_{TG} \propto d^{-6}$)。Extended TG-SRSI 通过 RMO 将焦斑压缩至约 15 μ m, 使能量下限从约 1.5 μ J 降至 65 nJ, 降幅约 1.5 个数量级^[22]; Compact TG-SRSI 则通过采用对称短焦抛物面镜对进一步提升聚焦能力, 并结合高三阶非线性折射率的 YAG 介质, 将能量下限进一步降至 0.48 nJ^[24], 较 Extended 方案再降约两个数量级, 相较于初代 XPW-SRSI 整体提升约三个数量级, 首次实现了对 MHz 振荡器脉冲的直接表征。

第三, 装置紧凑性的提升贯穿 TG-SRSI 系列演进的始终, 并与功能整合思路密切相关。TG-SRSI^[15]以孔板统一完成四光束分割; Extended TG-SRSI^[22]以 RMO 替代抛物面镜并由 P1 兼顾

延迟与衰减; 随后进一步以 3/4 镀膜镜 M1 取代孔板^[24], 并以对称抛物面镜对实现光束聚焦与准直, 将整套装置的空间占用压缩至约 150 mm $\times$ 100 mm。这种"元件功能复用"的设计思路有效降低了系统复杂度与调节自由度, 使装置在保持高灵敏度的同时显著提升了工程化程度与实用便捷性。

4 SRSI 的算法优化

在超快脉冲测量中, 算法层面的精度与适用范围与光路层面的灵敏度同等重要。光路决定了能否产生可测量的信号, 算法则决定了能否从采集到的干涉图样中准确重建待测脉冲的幅度与相位。第 2.3 节已从数学上建立了 SRSI 迭代算法的收敛性框架, 揭示了其在近傅里叶变换极限脉冲测量中的高效性; 第 3 章则围绕光路演进, 将 SRSI 的能量适用范围从微焦耳量级拓展至亚纳焦耳量级。然而, 上述进展均建立在待测脉冲接近傅里叶变换极限这一前提之上。当被测对象为大啁啾脉冲时, 迭代算法的内在数学约束使其发生系统性失效, 这构成了 SRSI 算法演进的第一个核心驱动力。与此同时, 对更高测量速度(实时、单发)的工程需求, 推动了深度学习与物理信息神经网络等新型算法范式的引入。

4.1 基于延迟调控的光谱拼接迭代算法 (SRSI-SS)

4.1.1 迭代算法的固有测量边界

第 2.3 节建立的收敛性理论表明, SRSI 迭代

算法正确收敛的充要条件为参考脉冲的谱宽须严格大于待测脉冲的谱宽^[19]。对于近傅里叶变换极限输入脉冲, 该条件由三阶非线性过程自身特性自然保障, 迭代通常在 3–15 次内精确收敛。然而, 对于携带显著群延迟色散 (Group Delay Dispersion, GDD) 的啁啾脉冲, 参考脉冲的产生过程发生根本性改变。

以瞬态光栅 (TG) 过程为例, 当待测脉冲携带线性啁啾时, 其不同频率成分在时域中分散于不同时刻。在任意给定时刻, 三束泵浦光的有效相互作用带宽均受限於该时刻附近的瞬时频率范围, 因此所生成的 TG 参考脉冲光谱宽度随啁啾的增大而单调收窄。

对高斯型啁啾脉冲进行定量分析, 设待测脉冲谱宽为 $\Delta\omega$, 二阶色散量为 ϕ'' , 则其产生的参考脉冲归一化频谱可表示为:

$$|\tilde{E}_r(\omega)| \propto \exp\left[-3\frac{4+(\phi''\Delta\omega^2)^2}{36+(\phi''\Delta\omega^2)^2}\frac{\omega^2}{\Delta\omega^2}\right], \quad (19)$$

由上式可知, 参考脉冲谱宽随 ϕ'' 增大而单调减小。当 ϕ'' 增大至满足:

$$\phi'' = \frac{2\sqrt{3}}{\Delta\omega^2}, \quad (20)$$

时, 参考脉冲谱宽收窄至与待测脉冲完全相同, 此时待测脉冲的时域宽度恰好为其傅里叶变换极限 (Fourier Transform Limit, FTL) 脉宽的两倍。换言之, 当输入脉冲时域宽度超过 $2\tau_{FTL}$ 时, 标准 SRSI 迭代算法在原理上已无法保证正确收敛。

在实验层面, Xu 等人对钛蓝宝石放大器系统 (800 nm, 1 kHz, 3 mJ), 输出的 FTL 约 40 fs 的脉冲引入大啁啾, 将其展宽至约 87 fs (约 $2.2\tau_{FTL}$), 随后施以标准 SRSI 迭代算法^[25]。结果表明, 迭代在 30 次后光谱相位仍持续发生显著变化, 未能收敛; 即便强制终止, 所重建的时域脉宽约为 104 fs, 较真实值 (SHG-FROG 测量为 ~82 fs) 偏离大约 27%, 验证了上述理论预测。

4.1.2 延迟调控下的参考脉冲光谱位移

针对上述失效机制, Xu 等人提出了一种基于延迟调控的改进方案^[25]。其物理出发点在于: 对于大啁啾脉冲, 虽然在零延迟条件下产生的参考脉冲谱宽不足以覆盖待测脉冲的全部光谱范围, 但通过调节非线性过程中共轭脉冲的相对时间延

迟 τ , 可以控制参考脉冲的中心波长发生位移, 而在不同延迟下分别产生覆盖待测脉冲不同光谱分段的参考脉冲。

该思路的物理基础来自 TG 过程的时频对应关系。当共轭脉冲相对于其余泵浦光引入延迟 τ 时, 所产生参考脉冲的频谱发生位移:

$$|\tilde{E}_{r,\tau}(\omega)| \propto \exp\left[-\frac{4+\alpha^2}{36+\alpha^2}\frac{(\Delta\omega^2\omega-4\alpha\tau/3)^2}{\Delta\omega^6}\right], \quad (21)$$

其中 $\alpha = \phi''\Delta\omega^2$ 。该表达式具有两项关键性质: 其一, 频移量与 τ 成正比, 可通过改变延迟量连续调节参考脉冲覆盖的光谱中心位置; 其二, 延迟对参考脉冲的谱宽不产生影响, 仅改变其中心频率。这意味着, 通过施加足够大的正、负延迟, 可使参考脉冲分别覆盖待测脉冲光谱的高频和低频区域。

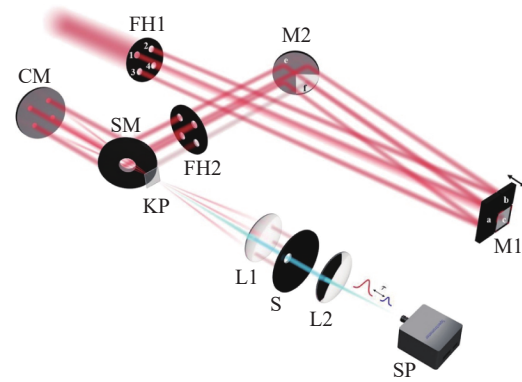


图 14 实验装置示意图。FH1、FH2: 四孔小孔光阑; M1: 四分之三镀膜反射镜; M2: 四分之三镀膜反射镜; SM: 中心开孔平面反射镜; CM: 凹面反射镜; KP: 薄熔融石英片; L1、L2: 透镜; S: 单孔光阑; SP: 光谱仪^[25]。

Fig. 14 Schematic of the experimental setup. FH1, FH2: Four-Hole Pinhole. M1: three-quarter coated mirror. M2: Three-quarter coated mirror. SM: Plane mirror with hole in the center. CM: Concave mirror. KP: Thin fused-silica plate. L1, L2: Lens. S: Single-hole aperture. SP: spectrometer^[25].

在光路实现层面, 该方法基于全反射式 TG-SRSI 架构^[26], 仅需对 M1 反射镜进行局部改造: 将反射共轭脉冲的区域安装于压电平台之上, 通过控制电压精确改变其轴向位置, 进而引入所需延迟 τ 。系统改造的工程代价极低, 且对现有 TG-SRSI 装置完全兼容。

4.1.3 光谱拼接的相位算法

获得不同延迟下的干涉图样后,需通过算法将各分段的相位信息拼接。依据 TG 过程的解析

推导,延迟 τ 对参考脉冲光谱相位的影响仅限于零阶和一阶分量,而这两项对脉冲时域形状均无贡献。基于此,SRSI-SS 的相位拼接流程如下^[25]:

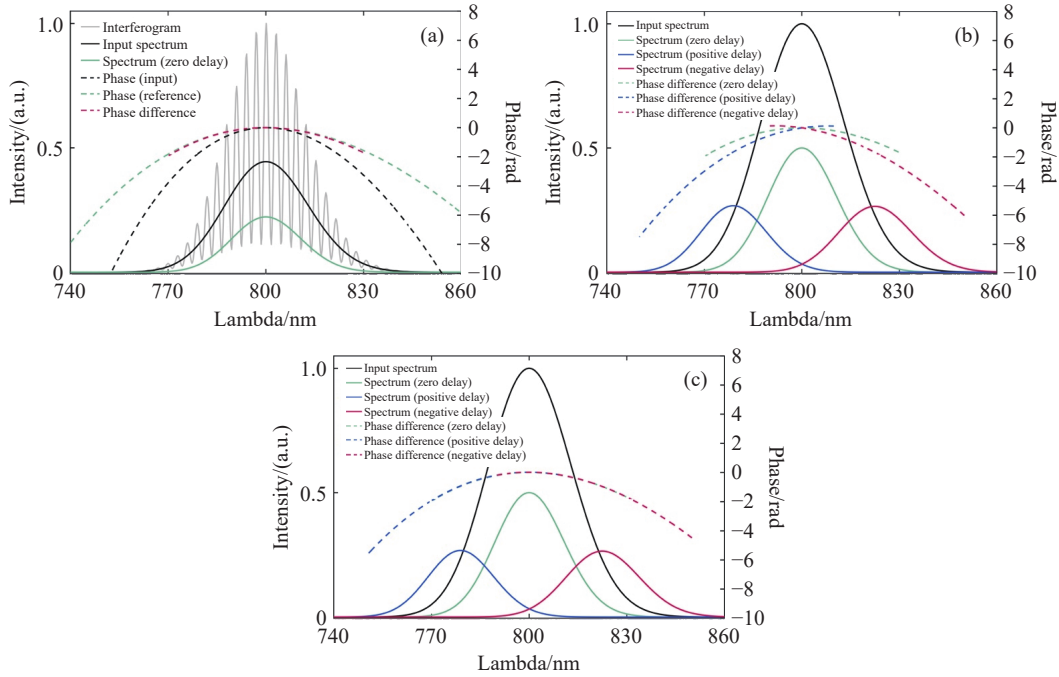


图 15 SRSI 算法的局限性及改进。(a) 在大 GDD 情况下,原始 SRSI 算法能够提取相位的范围。(b) 不同延迟下参考脉冲的光谱及其各自的相位差。(c) 扣除拟合的一阶和零阶相位后的相位差。

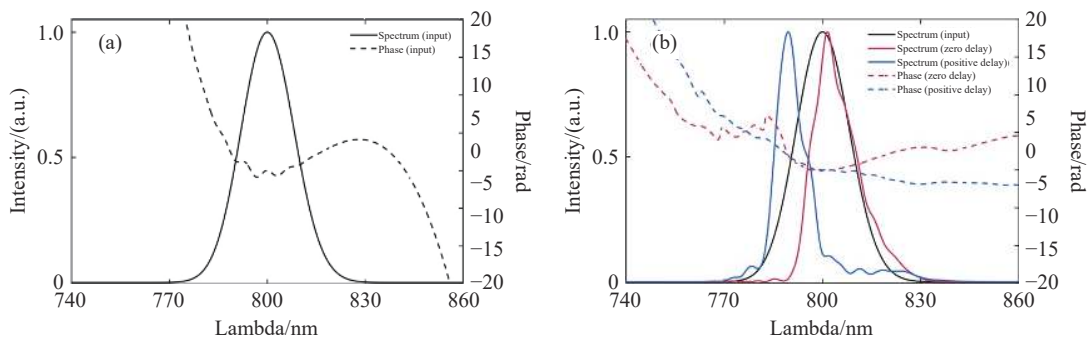
Fig. 15 Limitations and improvements of the SRSI algorithm. (a) Range over which the vanilla SRSI can extract phase in cases with large GDD. (b) Spectra of reference pulses with varied delays and their respective phase differences. (c) Phase difference after subtracting the fitted first and zeroth-order phases.

步骤一(多延迟采集):选取若干不同延迟值(通常正负各一),分别采集对应的干涉图样,经傅里叶变换光谱干涉(FTSI)算法提取各自的光谱相位差。

步骤二(低阶相位剥离):对每条相位差曲线,以最小二乘法拟合并减去其中的零阶项(相位常数)和一阶项(线性项),得到去低阶后的残差相位,其中仅保留二阶及以上的光谱相位信息。

步骤三(光谱拼接):将各延迟下有效覆盖区域内的残差相位按频率拼接,构成覆盖待测脉冲完整光谱范围的初始光谱相位估计。

步骤四(迭代修正):以拼接后的相位为初始值,代入标准迭代算法,在每步迭代中对各延迟下产生的参考脉冲相位进行对应的延迟补偿,循环至收敛。



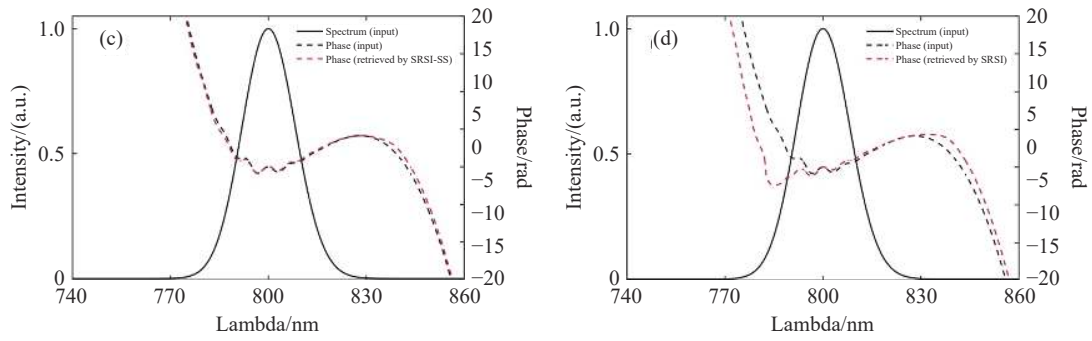


图 16 原始 SRSI 与改进型 SRSI 对具有高阶色散的大啁啾高斯脉冲的反演相位对比。(a) 脉冲的模拟光谱轮廓。(b) 由共轭脉冲在正延迟和零延迟下产生的参考脉冲的光谱相位曲线。所有光谱相位均已扣除一阶相位项,并在中心波长处设为零。(c) 改进型 SRSI 反演得到的频谱相位。(d) SRSI 反演得到的频谱相位^[25]。

Fig. 16 Comparison of the retrieved phase of vanilla SRSI and improved SRSI for large chirped Gaussian pulse with high order dispersion. (a) Simulated spectral profile the pulse. (b) Spectral profiles of the reference pulses generated by conjugate pulse with positive delay and zero delay. All spectral phases have subtracted the first-order phase term and set to zero at the center wavelength. (c) Retrieved spectral phase by improved SRSI. (d) Retrieved spectral phase by SRSI^[25].

上述流程的关键优势在于: 通过低阶相位剥离, 消除了延迟引入的附加相位对拼接精度的影响; 通过使用拼接相位作为迭代初值, 确保迭代从一个已位于有效收敛域内的初始点出发, 从根本上避免了算法发散的风险。

4.1.4 实验验证

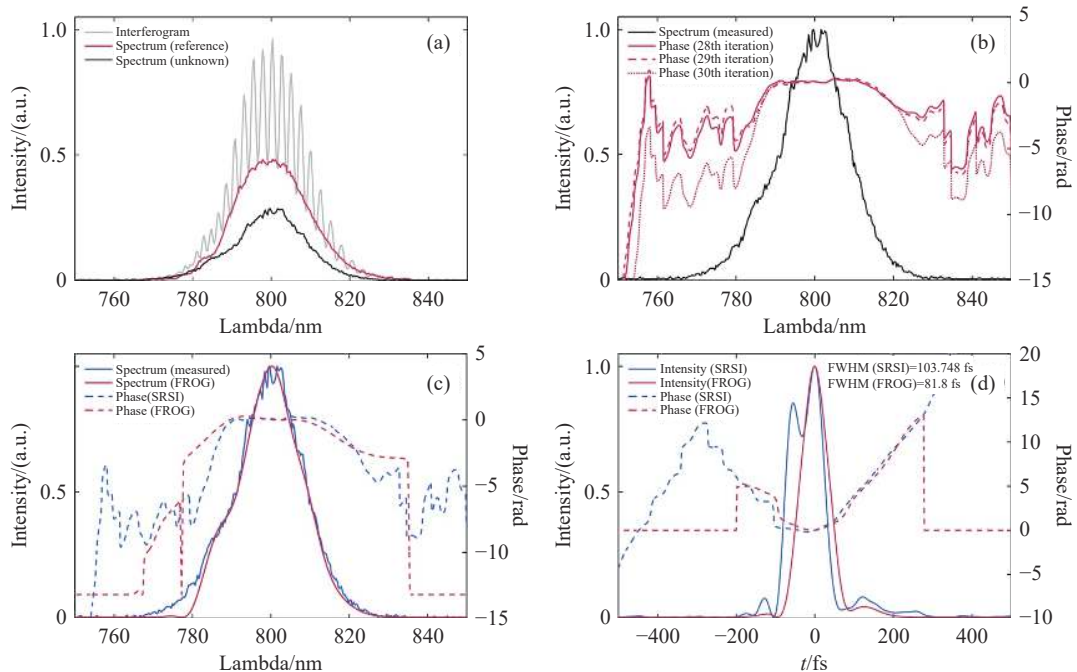
对 FTL 约 40 fs 的脉冲施以约 1000 fs^2 的 GDD, 使其时域展宽至约 87 fs (超过 2 倍 FTL), 以此作为大啁啾脉冲的典型测试对象。SHG-FROG (0.01 mm 厚 BBO 晶体, 非共线构型) 提供独立参

考, 测得脉宽约 82 fs, 重构误差 $G=0.0042$ ^[25]。

在相同输入条件下分别运行标准 SRSI 算法与改进 SRSI 算法:

标准 SRSI: 迭代经 30 次仍未收敛, 强制终止后重建脉宽约 104 fs, 较 FROG 参考值偏大约 27%, 时域波形与 FROG 结果存在明显偏差;

改进 SRSI (正负延迟各一): 仅经 6 次迭代即收敛, 重建脉宽约 87 fs, 与 FROG 测量高度吻合 (偏差约 6%), 时域波形及光谱相位曲线均与 FROG 结果在定量层面一致。



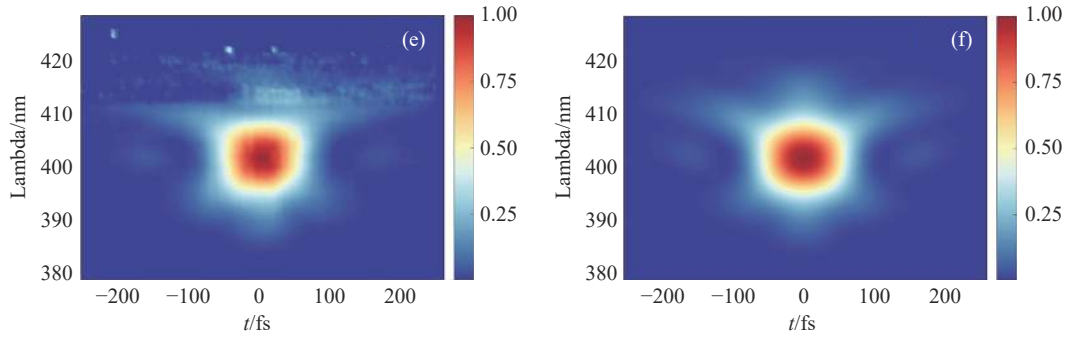


图 17 原始 SRSI 与 FROG 的测量结果对比。(a) 测量得到的归一化光谱: 干涉图、未知脉冲以及零延迟下产生的参考脉冲。(b) 第 28、29 和 30 次迭代的频谱相位。(c) FROG 测量和反演得到的光谱。原始 SRSI 和 FROG 反演得到的频谱相位。(d) 原始 SRSI 和 FROG 反演得到的未知脉冲时域波形。(e, f) 测量和反演得到的 FROG 轨迹图^[25]。

Fig. 17 Measurement results of vanilla SRSI and FROG. (a) Measured normalized spectra of interferogram, unknown pulse, and reference pulse generated with zero delay. (b) Spectral phases of 28th, 29th, and 30th iterations. (c) Measured and retrieved spectra by FROG. Spectral phases retrieved by vanilla SRSI and FROG. (d) Retrieved temporal profiles of unknown pulse by vanilla SRSI and FROG. (e, f) Measured and retrieved FROG traces^[25].

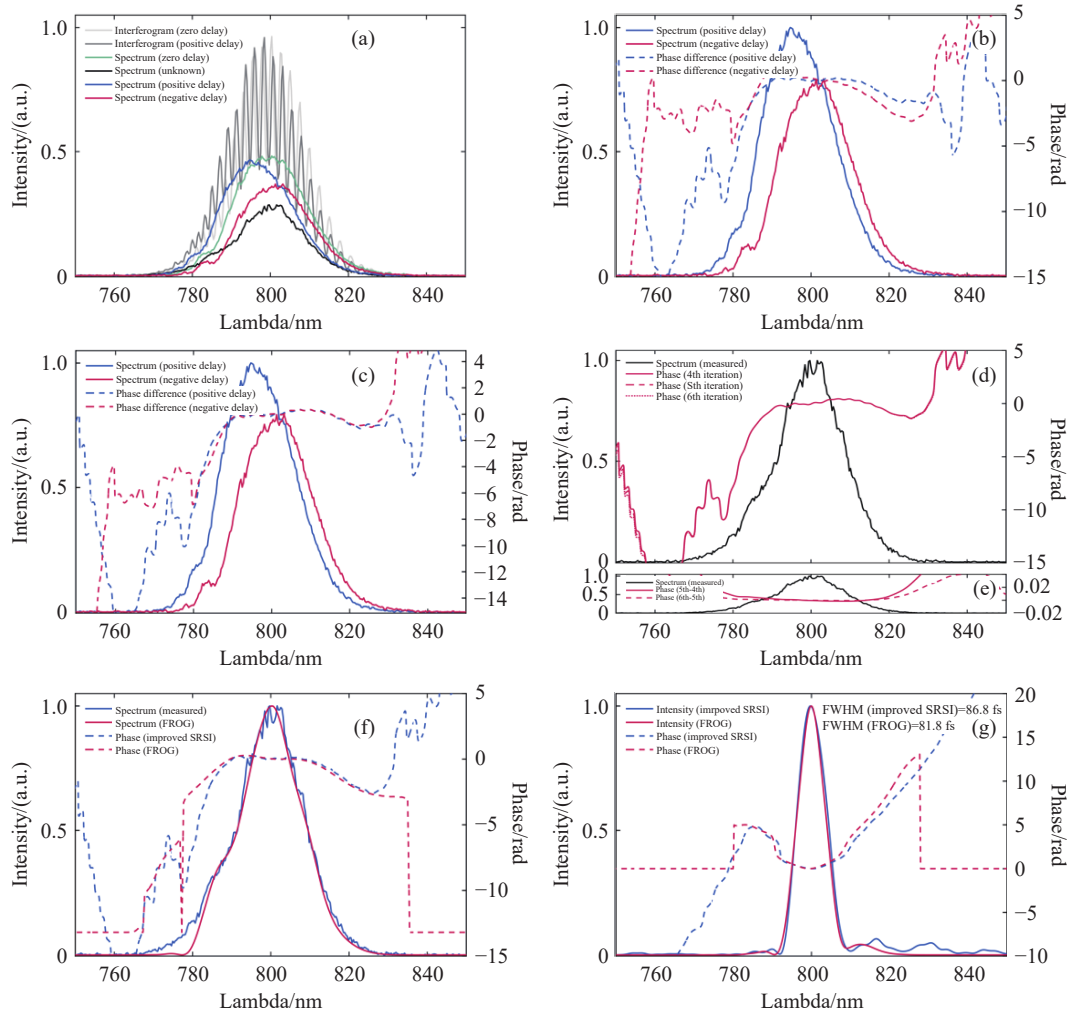


图 18 改进型 SRSI 的测量结果。(a) 测量得到的归一化光谱: 干涉图、未知脉冲和参考脉冲。(b) 从负延迟和正延迟干涉图中提取的频谱相位。(c) 扣除一阶和零阶分量后的频谱相位。(d) 第 4 次(红线)、第 5 次(红色虚线)和第 6 次(红色点线)迭代的频谱相位。(e) 第 4 次与第 5 次迭代(红线)以及第 5 次与第 6 次迭代(红色虚线)的频谱相位差。(f) FROG 测量和反演得到的光谱。改进型 SRSI 和 FROG 反演得到的频谱相位。(g) 改进型 SRSI 和 FROG 反演得到的时域波形^[25]。

Fig. 18 Measurement results by improved SRSI. (a) Measured normalized spectra of interferograms, unknown pulse, and reference pulses. (b) Spectral phases extracted from interferograms with negative and positive delay (c) Spectral phases after subtracted the first-order and zero-order component. (d) Spectral phases of 4th (red line), 5th (red dashed line), and 6th (red dotted line) iterations. (e) Spectral phase differences of the 4th and 5th iterations (red line), and the 5th and 6th iterations (red dashed line). (f) Measured and retrieved spectra by FROG. Spectral phases retrieved by improved SRSI and FROG. (g) Retrieved temporal profiles by improved SRSI and FROG^[25].

上述结果定量验证了: 通过延迟调控与光谱拼接, 可有效将 SRSI 算法的适用范围从近傅里叶变换极限脉冲拓展至脉宽超过 2 倍 FTL 的大啁啾脉冲测量场景, 在所测试的参数范围内实现了与 FROG 方法相当的测量精度^[25]。

4.2 基于监督学习的神经网络相位重建

4.2.1 从迭代算法到数据驱动范式的动机

4.1 节的分析表明, 传统 SRSI 迭代算法面临两类本质性的失效路径: 一是大啁啾脉冲下参考脉冲谱宽收窄导致 Z 因子越界; 二是傅里叶变换光谱干涉(FTSI)算法在提取相位初值时所引入的近似计算, 造成了不可逆的信息损失。这两类问题的根源在于: 迭代算法以参考脉冲光谱相位为零作为起点, 通过有限次线性化逼近真实解, 其精度受限于迭代次数与近似假设的有效范围。对于近傅里叶变换极限脉冲, 3–15 次迭代即可收敛; 然而当待测脉冲携带三阶及以上高阶色散时, 各次迭代的残差持续传递, 最终导致相位重建失真。

上述局限性催生了引入监督学习(supervised

learning)范式的动机。与迭代算法通过显式物理方程逐步逼近不同, 监督学习以大量“输入干涉图样–输出光谱相位”样本对作为训练数据, 驱动神经网络直接学习从干涉条纹强度到脉冲光谱相位的端到端映射。该过程不涉及任何中间近似运算, 训练完成后单次前向传播即可完成相位重建, 理论上可实现与光谱仪采集速率同步的实时测量, 突破了传统算法在计算速度和相位复杂度两方面的双重瓶颈。Kuang 等人于 2022 年提出了专门面向 SRSI 干涉图样处理的 Dense-1D-U-Net 网络, 系统评估了监督学习范式在 SRSI 相位重建中的精度上限与适用边界^[27]。

4.2.2 Dense-1D-U-Net 网络架构

Dense-1D-U-Net 的设计思路是将二维医学图像分割的经典 U-Net 架构^[28]适配至一维光谱信号处理场景, 并引入 DenseNet 的密集连接机制^[29], 形成兼具多尺度特征提取与细粒度信号恢复能力的编码器-解码器网络。

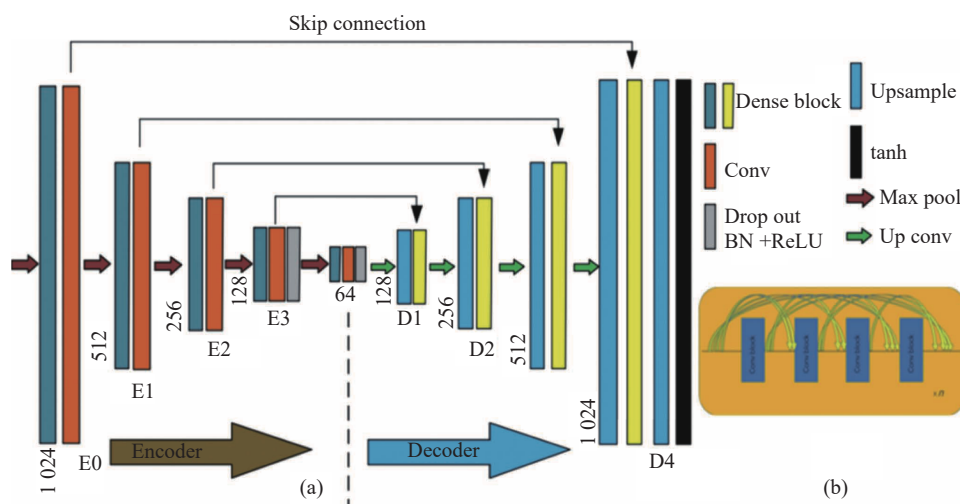


图 19 Dense-1D-U-Net 神经网络。(a) 神经网络整体结构; (b) 稠密连接块结构

Fig. 19 Dense-1D-U-Net neural network. (a) Overall network structure; (b) structure of dense block.

网络采用对称的编码-解码结构。编码器通过逐级下采样压缩一维光谱信号的空间分辨率,

同时扩充特征通道数, 提取从局部条纹周期到全局相位曲率的多尺度表征; 解码器则通过逐级上

采样逐步恢复空间分辨率,将压缩后的特征还原为与输入同长度的光谱相位序列。网络总参数量约 2000 万,具备对复杂非线性映射关系的充分拟合能力。

(2) 密集连接块(Dense Block)

在编码器和解码器的每一级内部嵌入自行设计的密集连接块,其连接方式受 DenseNet 启发:块内第 l 层的输入为该块中前 $l-1$ 层输出的拼接(concatenation),即

$$x_l = H_l([x_0, x_1, \dots, x_{l-1}]) \quad (22)$$

其中 $[\cdot]$ 表示沿通道维度拼接, H_l 为第 l 层的复合函数(批归一化→ReLU 激活→卷积)。这种连接方式使每一层均可直接访问所有前驱层的特征图,显著增强了网络对多尺度谱特征的复用能力,并通过缩短梯度路径缓解深层网络的梯度消失问题。消融实验表明,去除密集连接块后(退化为 1D-U-Net),网络的损失收敛速度与最终均方误差

(MSE)均显著劣化,证实密集连接是 Dense-1D-U-Net 精度优势的首要来源。

(3) 跳跃连接(Skip Connections)

在编码器与解码器对应尺度层之间引入横向跳跃连接,将编码器浅层提取的高分辨率局部特征(如干涉条纹的精细周期结构)直接传递至解码器同尺度层,与经过瓶颈压缩后上采样的深层语义特征进行拼接融合。跳跃连接的作用在于防止连续下采样导致的细节特征丢失,确保网络在恢复光谱相位的高频细节时具备充足的局部信息支撑。消融实验显示,去除跳跃连接后(退化为 1D-Dense-Net),损失收敛速度虽与完整模型相近,但相位细节恢复的鲁棒性下降。

4.2.3 训练数据集设计策略

监督学习的训练数据集全部由数值仿真生成。为系统评估网络对不同相位复杂度及测量条件变化的适应能力,设计了三个复杂度递增的数据集(见表 3)^[27]。

表 3 Dense-1D-U-Net 训练数据集设计^[27]

Tab. 3 Dense-1D-U-Net training dataset design^[27]

数据集	脉冲光谱形状	延时	相位参数化方式	特点
1	固定理想高斯型	固定(~1000 fs)	三阶 Taylor 展开(3 个随机系数)	基准,最简单
2	随机高斯曲线(中心波长、带宽随机)	随机(500–1500 fs)	三阶 Taylor 展开(含载波与幅值随机变化)	接近真实情况
3	随机高斯曲线	随机(500–1500 fs)	三阶 + 四阶 + 五阶 Taylor 展开	最复杂,含高阶色散

每组数据集各生成 1000 个训练样本与 1000 个独立测试样本(两者互不重叠)。仿真流程为:随机抽取相位系数与光谱参数→数值模拟 SR-SI 干涉图样→将(干涉图样,光谱相位)对分别作为网络输入与监督标签。训练完成后,在测试集

及真实实验数据上评估泛化性能。

4.2.4 相位重建精度与消融分析

以均方误差(Mean Square Error, MSE)为评价指标, Dense-1D-U-Net 与传统 SRSI 迭代算法在三个测试集上的对比结果如表 4 所示^[27]。

表 4 Dense-1D-U-Net 与传统 SRSI 算法相位重建 MSE 对比^[27]

Tab. 4 Comparison of Phase Reconstruction MSE between Dense-1D-U-Net and Traditional SRSI Algorithms^[27]

实验	相位复杂度	传统 SRSI MSE	Dense-1D-U-Net MSE	精度提升
1	三阶(固定光谱/延迟)	0.01010	0.0004960	约 2 个数量级
2	三阶(随机光谱/延迟)	0.01010	0.0000848	约 2 个数量级
3	三至五阶(随机光谱/延迟)	0.00984	0.0008620	约 1 个数量级

由表 4 可见,在最接近真实激光系统测量条件的实验 2(随机光谱形状与时延)中, Dense-1D-U-Net 的 MSE 约为 8.48×10^{-5} , 较传统 SRSI 算法

低约两个数量级;在引入四阶和五阶相位的实验 3 中,随着相位形状复杂度增加,网络 MSE 较实验 1 上升约一个数量级,但仍保持比传统 SR-

SI 低约一个数量级的精度优势。

值得注意的是, 实验结果揭示了一个特殊情形: 当待测脉冲光谱相位在光谱中心频率附近的局部斜率变化速率较大时(即三阶及高阶系数主导的相位形状中, 相位曲率在中心频率处发生急

剧翻转), Dense-1D-U-Net 的预测偏差有所增大, 而传统 SRSI 算法在此子集上反而表现更稳定。这一现象提示网络对训练数据中相位斜率分布的边界情形存在外推能力不足的问题。

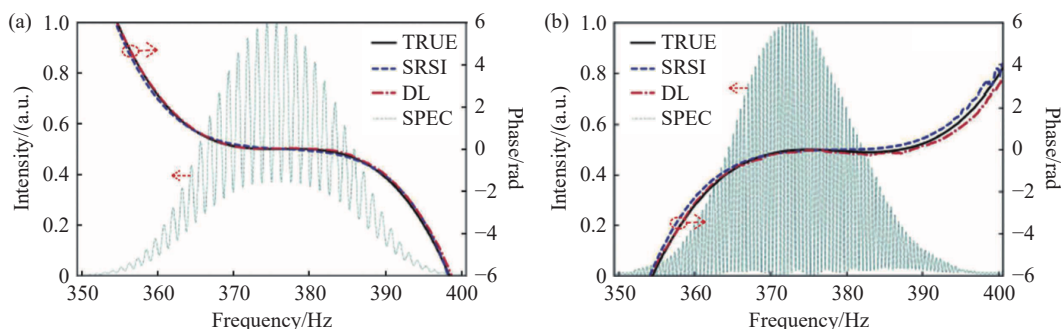


图 20 实验数据集部分重建结果图^[27]。

Fig. 20 Part of the experimental dataset reconstruction results^[27].

将以仿真数据训练完毕的 Dense-1D-U-Net 直接应用于全反射式 TG-SRSI 装置^[26]采集的真实激光脉冲干涉图样(未参与训练), 所得光谱相位重建结果与传统 SRSI 算法输出在曲线形态和数值幅度上具有较高一致性。这一跨域泛化能力的初步验证表明, 基于物理先验初始化的 Dense-1D-U-Net 在仿真-实验域差异可控的条件下具备实用化潜力^[27]。

4.2.5 监督学习范式的固有局限

Dense-1D-U-Net 的工作确立了深度学习在 SRSI 相位重建中的精度优势, 但同时也清晰地暴露了监督学习范式的若干结构性局限, 这些局限构成了第 4.3 节物理信息神经网络方法的直接动因。

(1) 训练数据集的强依赖性。监督学习的泛化能力上限由训练数据的分布范围决定。本工作的三组数据集均以 Taylor 多项式参数化光谱相位, 最高拓展至五阶; 而真实超快激光脉冲(尤其是通过非线性压缩或光子晶体光纤产生的少周期脉冲)的光谱相位形状往往包含不能被低阶 Taylor 展开充分描述的任意高阶结构。一旦待测脉冲的相位形态超出训练分布, 网络的外推精度迅速下降, 且用户难以在测量时预知是否发生了分布外失效。

(2) 训练阶段的计算开销。约 2000 万参数规模的网络需要专用 GPU 硬件和大规模数据集支撑, 训练周期在通用计算平台上可达数小时至数

天。每当激光系统参数(中心波长、光谱带宽、光谱仪分辨率)发生变化, 训练数据集须重新生成并重新训练, 构成实际部署的持续性工程负担。

综上所述, 监督学习通过以数据驱动端到端映射取代近似迭代运算, 在标准测量场景中实现了对传统 SRSI 算法 1-2 个数量级的精度提升, 并为毫秒量级实时推理提供了技术路径。然而, 其性能对训练数据分布范围的强依赖性, 使其在面对任意未知相位结构时仍需谨慎评估适用边界。消除对大规模预训练数据集依赖的内在需求, 推动了下节所讨论的无需训练的物理信息神经网络方法的发展。

4.3 基于物理约束的无需训练神经网络 (UNNP)

4.3.1 从数据驱动到物理约束: 范式动因

第 4.2 节揭示的监督学习三大结构性局限——对大规模预训练数据集的强依赖性、仿真-实验域差异导致的分布外泛化失效, 以及训练数据分布范围对相位复杂度的根本性制约——共同指向同一根本矛盾: 监督学习通过离线训练将系统参数“冻结”于特定数据分布的先验之中, 其泛化边界由训练集的覆盖范围决定, 而非由物理测量过程本身决定。Dense-1D-U-Net 的研究表明, 即使精心设计包含高阶色散的训练集(实验 3), 网络的 MSE 仍较简单三阶场景上升约一个数量级; 当待测脉冲的光谱相位结构超出训练分布时(如真实实验中的噪声水平或任意高阶色散形

态), 网络预测精度将出现不可预知的下降, 且用户在测量时难以获得失效预警。

消除对预训练数据集依赖的关键路径在于: 以物理正向模型本身取代标注数据集, 将相位恢复问题重新表述为一个对单次测量进行的有约束优化, 使推理过程无需任何先验相位样本。无需训练的神经网络先验(Untrained Neural Network Prior, UNNP)正是这一范式转换的具体实现^[30]。在 UNNP 框架中, 网络架构的隐式正则化偏好取代了数据驱动先验的作用: 卷积网络在优化初期对平滑低频解的内在偏好, 等价地引入了关于物理场平滑性的软约束, 从而在无任何外部监督信号条件下驱动优化收敛至物理上合理的解。这一思路将 TG-SRSI 中已被精确建模的三阶非线性过程与 FTISI 算法的解析特性直接用作约束, 形成了针对 SRSI 物理测量体系的完整优化框架。

4.3.2 UNNP 方法的基本框架与 SRSI 物理正向模型

UNNP 框架的核心在于将 TG-SRSI 的物理正向过程嵌入网络优化回路, 使网络权重成为优化变量, 而由单次实测干涉条纹经 FTISI 算法提取的物理量成为唯一的监督信号来源。设待测脉冲的复谱场为:

$$\tilde{E}_u(\omega) = \sqrt{S_u(\omega)} \exp[i\varphi_u(\omega)] \quad (23)$$

其中 $S_u(\omega)$ 为实测光谱强度, 待恢复量为光谱相位 $\varphi_u(\omega)$ 。如第 2.1 节所述, TG 三阶非线性过程在时域产生参考脉冲:

$$E_{\text{ref}}(t) \propto |E_u(t)|^2 \cdot E_u(t) \quad (24)$$

在实验中, 对单次采集的干涉条纹 $D(\omega)$ 施以第 2.2 节所述的 FTISI 六步算法, 可直接从中提取参考脉冲的光谱强度 $S_{\text{ref}}^{\text{FTISI}}(\omega)$ 与待测-参考脉冲间的光谱相位差 $\Delta\varphi^{\text{FTISI}}(\omega)$; 网络输入即由这三个 FTISI 提取量拼接而成: 通道一为待测脉冲光谱强度 $S_u(\omega)$, 通道二为参考脉冲光谱强度 $S_{\text{ref}}^{\text{FTISI}}(\omega)$, 通道三为光谱相位差 $\Delta\varphi^{\text{FTISI}}(\omega)$ 。三通道输入全部来源于同一次干涉条纹的 FTISI 分析, 无需任何额外的独立测量, 完整保留了 TG-SRSI 固有的单次测量特性。并使网络从物理上有意义的初始状态出发, 而非从完全随机的初始化出发。

UNNP 的优化目标为: 给定网络输出的预测光谱相位 $\hat{\varphi}_u(\omega)$, 经式 (6) 所描述的 TG 正向过程

计算预测参考脉冲光谱强度 $\hat{S}_{\text{ref}}(\omega)$ 与预测光谱相位差 $\Delta\hat{\varphi}(\omega)$, 使之分别与 FTISI 提取值一致。由于参考光谱强度(幅度约束)与光谱相位差(相位约束)两个子任务在量纲、数值范围及噪声统计特性上存在本质差异, 以固定权重 λ 对两项残差进行线性加权会引入主观调参依赖, 且在不同测量场景(脉冲类型、光谱带宽、噪声水平)下难以保持鲁棒性。为此, 引入基于同方差不确定性(Homoscedastic Uncertainty)的任务自适应加权策略^[31], 为两个子任务分别引入可学习的任务不确定性标量参数 $\sigma_1, \sigma_2 > 0$, 联合优化目标为:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\sigma_1^2} \mathcal{L}_{\text{ref}} + \frac{1}{2\sigma_2^2} \mathcal{L}_{\Delta\varphi} + \log\sigma_1 + \log\sigma_2 \quad (25)$$

其中 $\mathcal{L}_{\text{ref}}$ 为参考光谱强度的 Huber 残差, $\mathcal{L}_{\Delta\varphi}$ 为光谱相位差的 Huber 残差, (σ_1, σ_2) 与网络权重 (w, b) 联合优化。 $1/(2\sigma_i^2)$ 项对各子任务的损失贡献进行自适应缩放: 若某子任务残差量级较大, 最优 σ_i 将相应增大, 该子任务对总损失的贡献自动降低; $\log\sigma_i$ 项作为正则化项, 防止 $\sigma_i \rightarrow \infty$ 的退化解, 确保两个约束均得到有效执行^[31]。与固定 λ 相比, 该策略消除了子任务间权重比例的手动调整需求, 使优化过程对不同脉冲类型、噪声水平和光谱带宽的 TG-SRSI 测量场景均具有自适应性。损失函数完全在一维谱域内计算, 不涉及任何相位标注样本, 每次测量均从随机初始化的网络权重与 σ_i 出发独立求解式 (25) 的最小化问题。

网络架构采用轻量级层级卷积神经网络。主体为三个级联卷积块, 每块依次包含二维卷积层(Conv2d)、线性整流激活函数(ReLU)与平均池化层(AvgPool2d); 随池化倍数递增, 有效感受野逐步扩大, 实现从干涉条纹局部周期到全局相位曲率的多尺度特征提取。输出头由一个全连接线性层与一个权重固定(不参与训练)的一维卷积层(Conv1d)串联构成: 前者将特征图压缩为一维光谱相位向量, 后者作为移动平均滤波器施以平滑正则化, 抑制输出相位中的高频振荡残差。

损失函数方面, 以实测光谱强度 $S_u(\omega)$ 作为频率维度的加权系数, 使优化优先关注信噪比高的谱中心区域, 而非边缘低信号区域。同方差不确定性参数 (σ_1, σ_2) 在整个优化过程中与网络权重同步更新, 其最终收敛值反映了两个子任务相对难度的客观比例, 可作为测量质量的辅助诊断指标。

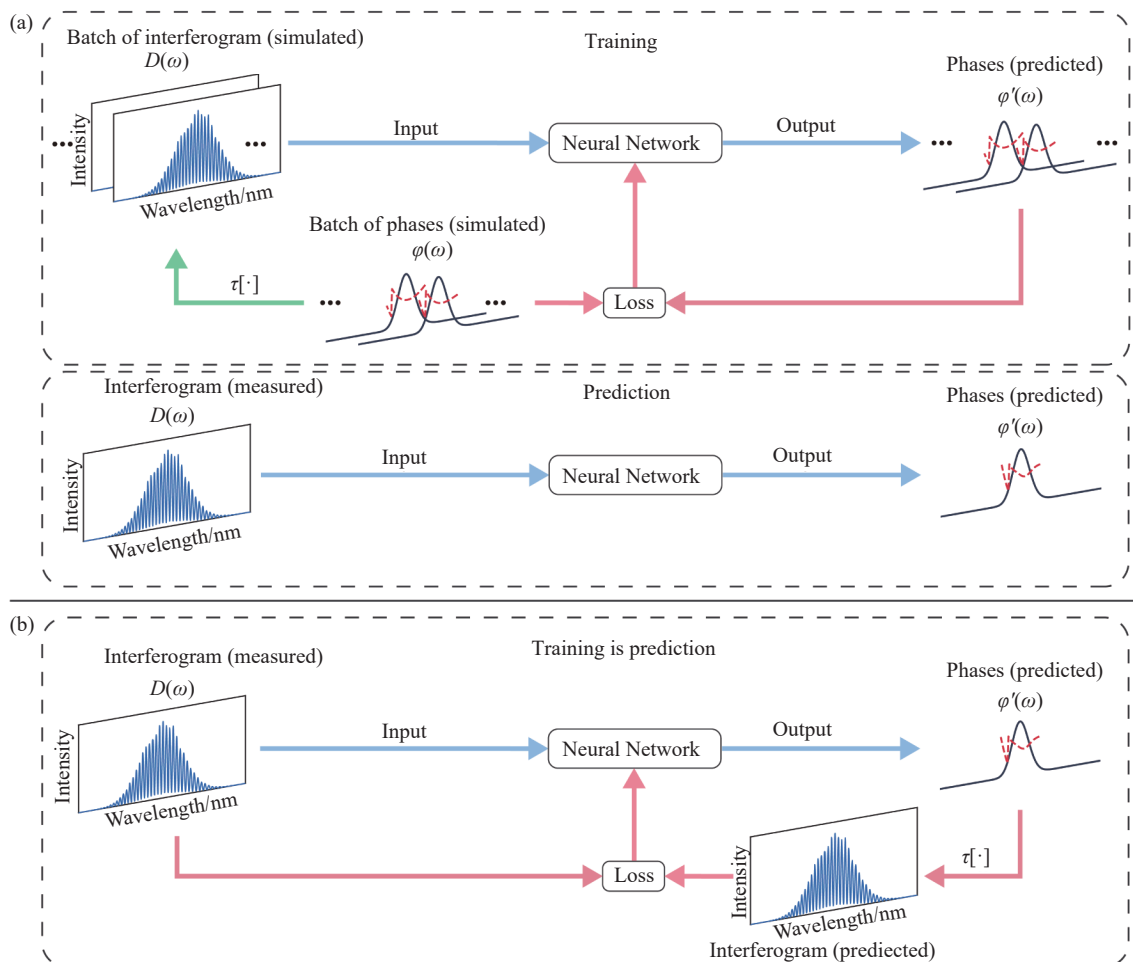


图 21 经典深度学习架构和无监督神经网络先验。(a) 经典的监督学习包括独立的训练(在模拟数据上)和预测阶段。(b) 提出的 UNNP 框架, 将训练和预测整合为一步优化过程, 直接使用测量的干涉图。

Fig. 21 Architectures of classic deep learning and the Untrained Neural Network Prior. (a) Classic supervised learning involving distinct training (on simulated data) and prediction stages. (b) The proposed UNNP framework, where training and prediction are integrated into a single-step optimization process using the measured interferogram directly.

早停 (Early Stopping) 策略是 UNNP 噪声鲁棒性的机制基础。卷积神经网络在优化过程中表现出鲜明的频率偏好: 损失函数快速下降阶段, 网络优先习得与物理解一致的平滑低频相位轮廓; 当损失进入缓慢下降的“高原区”时, 网络开始尝试拟合谱域残差中的高频噪声成分, 此后继续优化将导致相位输出中混入噪声, 重建质量退化。在损失转折点处施加早停, 可在相位保真度与噪声抑制之间实现最优平衡, 无需任何额外去噪预处理步骤。

4.3.3 仿真验证: 近傅里叶变换极限与大啁啾脉冲场景

数值仿真分别在近傅里叶变换极限与大啁啾两类脉冲场景下对 UNNP 的相位重建能力进行了系统评估。

近傅里叶变换极限脉冲场景(时域宽度约为 τ_{FTL} 至 $2\tau_{\text{FTL}}$)中, TG 非线性过程满足 $Z > 1$ 的收敛条件, 仿真结果表明, 在该参数范围内, UNNP 的重建结果与模拟高度吻合: 两者所得的时域强度包络与光谱相位曲线在形态和数值幅度上均保持一致, 验证了 UNNP 在标准测量场景中的可靠性。

大啁啾脉冲场景(时域宽度超过 $2\tau_{\text{FTL}}$, 对应 $Z < 1$ 区域)中, 如第 4.1 节所分析, 大啁啾条件下 TG 非线性过程产生的参考脉冲谱宽收窄至 $Z < 1$, 传统迭代算法不再满足收敛条件, 即便在形式上终止迭代, 所得光谱相位仍发生系统性偏差, 重建脉宽会与真实值存在显著偏离。UNNP 则不受 Z 因子收敛判据的约束: 其优化目标直接以 FTSI 提取的物理量为约束, 网络权重在每次优化中根据实际测量结果独立调整, 不依赖于参

考脉冲谱宽与待测脉冲谱宽之间的比值关系。仿真结果表明,在大啾啾场景下,UNNP 所重建的时

域脉冲波形与光谱相位曲线与模拟结果相符。

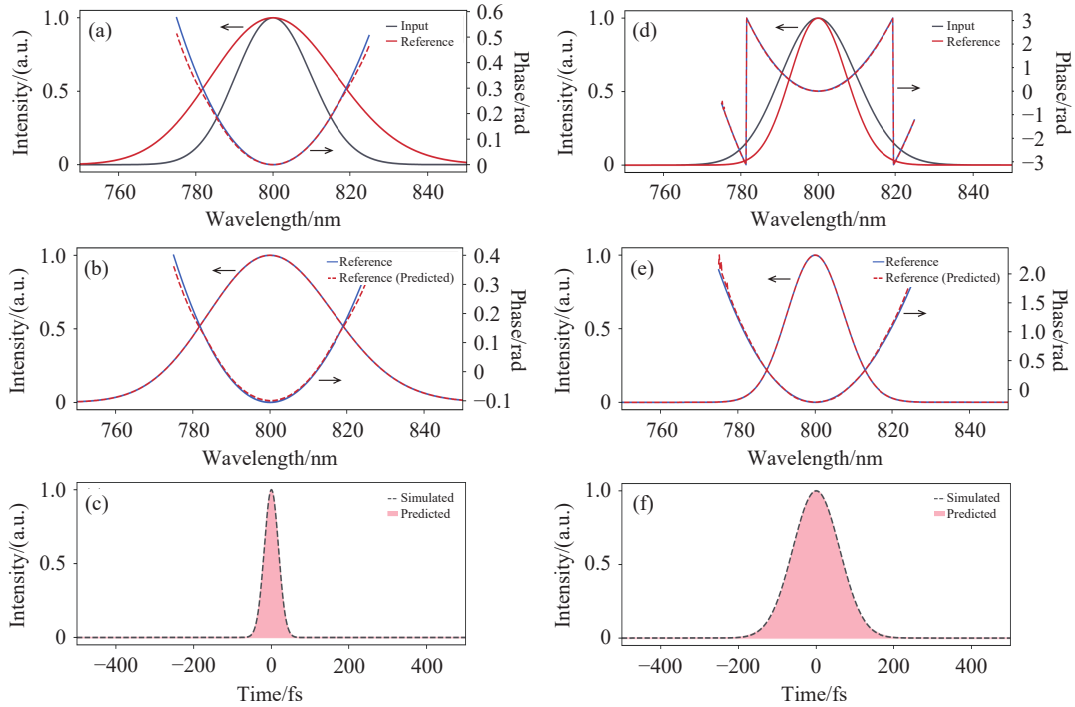


图 22 仿真结果验证,左列小啾啾下的仿真验证结果,右列为大啾啾仿真验证结果。(a)黑色实线为模拟脉冲的光谱,蓝色实线为模拟脉冲的相位。在这种小啾啾的情况,相应的参考脉冲的光谱(红色实线)宽于模拟脉冲光谱。红色虚线为 UNNP 重建的相位,与模拟的结果一致。(b)模拟的参考脉冲光谱与提取出的相位差(蓝色实线与虚线),重建的参考脉冲光谱与相位差(红色实线与虚线),两者一致。(c)模拟与重建的脉冲时域结构。(d)黑色实线为模拟脉冲的光谱,蓝色实线为模拟脉冲的相位。在这种大啾啾的情况,相应的参考脉冲的光谱(红色实线)明显窄于模拟脉冲光谱。红色虚线为 UNNP 重建的相位,与模拟的结果一致。(e)模拟的参考脉冲光谱与提取出的相位差(蓝色实线与虚线),重建的参考脉冲光谱与相位差(红色实线与虚线),两者一致。(f)模拟与重建的脉冲时域结构。

Fig. 22 Simulation results verify that the left column shows simulation verification results under small chirp, and the right column shows those under large chirp. (a) The black solid line represents the spectrum of the simulated pulse, and the blue solid line represents the phase of the simulated pulse. In this case of small chirp, the corresponding reference pulse spectrum (red solid line) is wider than the simulated pulse spectrum. The red dashed line represents the reconstructed phase by UNNP, which is consistent with the simulated results. (b) The difference between the simulated reference pulse spectrum and the extracted phase (blue solid line and dashed line), and the difference between the reconstructed reference pulse spectrum and the phase (red solid line and dashed line), are consistent with each other. (c) The time-domain structure of the simulated and reconstructed pulses. (d) The black solid line represents the spectrum of the simulated pulse, and the blue solid line represents the phase of the simulated pulse. In this case of large chirp, the corresponding reference pulse spectrum (red solid line) is significantly narrower than the simulated pulse spectrum. The red dashed line represents the reconstructed phase by UNNP, which is consistent with the simulated results. (e) The difference between the simulated reference pulse spectrum and the extracted phase (blue solid line and dashed line), and the difference between the reconstructed reference pulse spectrum and the phase (red solid line and dashed line), are consistent with each other. (f) The time-domain structure of the simulated and reconstructed pulses.

上述仿真对比揭示了 UNNP 方法的核心优势所在:其以物理正向模型为约束的逐次优化范式,从根本上绕过了迭代算法的Z因子收敛边界,将 SRSI 算法的适用范围由“近傅里叶变换极限”

自然延伸至任意啾啾量的脉冲测量场景,且无需 SRSI-SS 方案所需的多延迟多次采集。

4.3.4 实验验证

为验证 UNNP 在真实 TG-SRSI 测量条件下

的性能, 以钛蓝宝石激光系统(中心波长 800 nm, 重复频率 1 kHz)为测试平台, 在大啁啾脉冲条件

下采集了 TG-SRSI 干涉条纹, 对 UNNP 的重建结果进行定量对比。

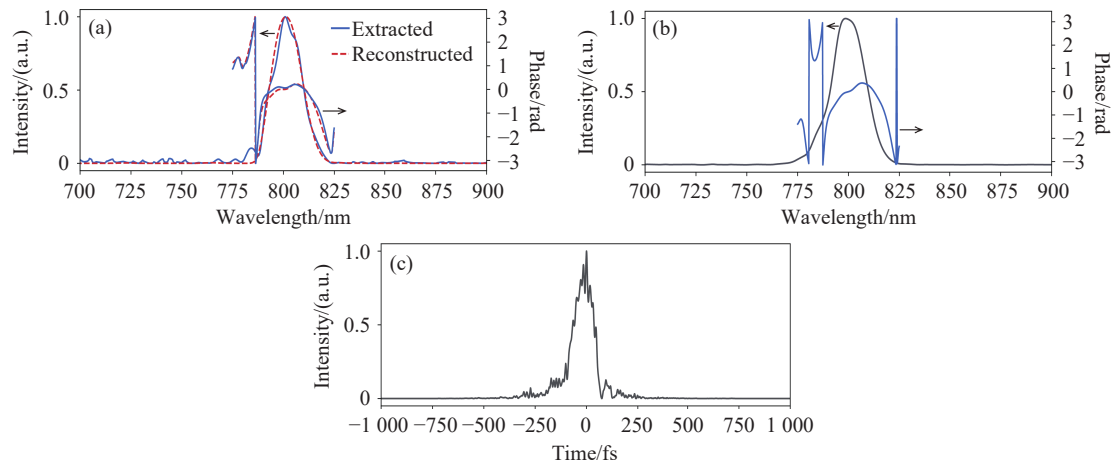


图 23 实验测量数据验证。(a)从干涉图中提取出的参考脉冲的光谱与相位差(蓝色实线), 重建的参考脉冲的光谱与相位差(红色虚线)。(b)待测脉冲的光谱(黑色实线)与相位(蓝色实线)。(c)待测脉冲的时域结构。

Fig. 23 Experimental measurement data validation. (a) The spectrum and phase difference of the reference pulse extracted from the interferogram (blue solid line) and the reconstructed reference pulse spectrum and phase difference (red dashed line). (b) The spectrum (black solid line) and phase (blue solid line) of the test pulse. (c) The time-domain structure of the test pulse.

大啁啾脉冲条件下, 实验结果与仿真预测一致: UNNP 给出了与 SHG-FROG 参考测量相符的重建结果, 时域强度包络和光谱相位轮廓均与参考保持一致。上述实验结果从真实测量数据层面

证实, 对于传统迭代算法失效的大啁啾场景, UNNP 能够在无需改变光路配置(无需 SRSI-SS 的多延迟采集)的前提下, 仅凭单次干涉条纹实现正确的相位恢复。

表 5 SRSI 算法性能综合对比

Tab. 5 Comprehensive Comparison of SRSI Algorithm Performance

性能指标	传统SRSI迭代算法	Dense-1D-U-Net(监督学习)	UNNP(物理信息神经网络)
训练数据集需求	无	大规模仿真标注数据集	无(单次测量自优化)
推理速度	快(3-15次迭代)	极快(单次前向传播, 毫秒量级)	较慢(每次独立优化, 分钟量级)
含噪条件重建精度	一般(噪声随迭代累积)	受仿真-实验域差异限制	优(卷积网络隐式去噪)
大啁啾脉冲适用性	受限(需SRSI-SS扩展)	受训练分布上限制约	原理上不受限(逐次物理约束优化)
分布外泛化能力	不涉及(无训练依赖)	弱(分布外失效)	强(物理正向模型为唯一约束)

5 总结与展望

自参考光谱干涉法(Self-Referenced Spectral Interferometry, SRSI)自 2010 年由 Oksenhendler 等人以 XPW 效应为非线性机制提出以来^[10], 经历了十余年的系统性发展, 形成了涵盖光路构型、算法体系与应用拓展的完整技术链条。

在光路层面, SRSI 进行了波段、灵敏度、紧

凑性三个维度的递进优化。XPW-SRSI 依赖交叉偏振博产生效应 XPW 作为信号产生过程, 以傅里叶变换光谱干涉算法实现解析式单次相位重建, 在近傅里叶变换极限条件下仅需 3 次迭代即可将相位偏差收敛至 0.2 rad 以内, 但微焦耳量级的能量门槛和偏振器件对波段的限制制约了其适用范围。TG-SRSI 以熔融石英薄板的瞬态光栅效应取代晶体 XPW 过程, 天然规避了波长依赖的相

位匹配约束,在 800 nm 处测量 37.5 fs 脉冲的同时,将测量范围延伸至 1.75 μm 处的 10.6 fs 亚双周期脉冲^[15],其 BOXCARS 几何构型所赋予的共线出射特性彻底消除了自衍射方案固有的角色散问题。Extended TG-SRSI 引入反射式显微物镜将焦斑缩至约 15 μm ,利用 TG 信号强度对焦斑面积的六次方依赖将灵敏度跃升至 65 nJ^[22],首次实现了亚百纳焦耳量级 SRSI 测量。Compact TG-SRSI 进一步以对称抛物面镜对取代遮光板/孔板,并以 3/4 镀膜镜实现光束分离与合束,在约 150×100 mm 的掌上尺寸平台上实现了 0.48 nJ/26.3 fs 振荡器脉冲的单次表征(50 dB 动态范围,±400 fs 测量窗口)^[24],将 SRSI 适用范围从放大器系统全面延伸至高重复频率(84 MHz)锁模振荡器。

在算法层面,第一,针对标准 SRSI 迭代算法在大啁啾脉冲条件下因 Z 因子越界而系统性失效的问题,SRSI-SS 通过压电平台引入可控时间延迟,将参考脉冲的中心频率在待测脉冲光谱范围内逐段扫描,以低阶相位剥离后的分段相位拼接为迭代初值,在约 $2.2\tau_{\text{FTL}}$ 的展宽脉冲条件下实现了 6 次迭代内的准确收敛,重建结果与独立 SHG-FROG 参考一致^[25]。第二,Dense-1D-U-Net 监督学习方案以数据驱动的端到端映射取代近似迭代运算,在三阶随机谱相位的测量场景中将相位重建均方误差相对传统迭代算法降低约两个数量级(约 8.48×10^{-5}),为实时毫秒量级相位推理提供了技术路径^[27]。第三,无需训练神经网络(Untrained Neural Network Prior, UNNP)将 TG-SRSI 物理正向模型直接嵌入以 FTSI 提取量为约束目标的网络优化回路,以基于同方差不确定性(Homoscedastic Uncertainty)的任务自适应加权策略替代固定权重超参数,在无需任何预训练数据集的条件下,于近傅里叶变换极限场景中复现迭代算法结果、于大啁啾场景中给出与 SHG-FROG 参考吻合的正确重建,同时通过卷积网络

的隐式正则化偏好实现了对测量噪声的无监督抑制。此外,国际上其他研究团队也对 SRSI 算法的适用边界进行了卓有成效的拓展,例如针对具有复杂强度子结构(如双脉冲序列)的特殊光场,ELI-ALPS 等团队通过在频域干涉图中提取相位修正项,突破了传统 SRSI 算法在此类离散光谱包络下易引发的相位模糊限制,成功实现了双脉冲的高保真时域表征^[32]。

没有测量,就没有科学,超短激光脉冲的精确时域电场表征仍是一项需前赴后继的创新探索工作。SRSI 经过这十余年的系统性发展,在光路结构创新和重建算法优化方面已趋于完善。面对新型矢量光束、超宽带多波段激光、单发拍瓦激光、时空耦合大尺寸激光等复杂系统的不断涌现,SR-SI 未来的重要发展方向应是向超短脉冲的时空耦合单发测量迈进。事实上,国际同行已经在此方向开展了前沿探索,例如近期法国与德国的研究团队将二维 SRSI 与成像光谱仪相结合,成功实现了对高功率激光系统中时空基底(Spatiotemporal pedestals)二维高分辨率单次测量,初步验证了 SRSI 在捕捉时空畸变特征方面的巨大潜力^[33]。然而,目前的大部分时空耦合测量方案依然将单点时域测量与频率-空间相位表征割裂开来分开执行^[34]。未来的研究有望打破这一局限,将 SR-SI 中产生参考脉冲的非线性机制直接推广应用于时空测量中三维参考光束的产生。通过构建具备高时空质量的自参考光束,可突破传统时空分离测量的瓶颈,实现仅需一次测量即可解析出超短脉冲完整的全维度时空电场结构。本工作小组在 SRSI 方法上多年的迭代工作,使得该方法具有较宽的适用口径;同时,小组也发展了针对于单发拍瓦激光的单发高动态范围宽时间窗口对比度测量技术、和针对于大口径光学系统的时空耦合特性单发测量技术,进一步为新型高能量激光系统的建设和应用提供测量服务。

参考文献:

- [1] MOUROU G A, TAJIMA T, BULANOV S V. Optics in the relativistic regime[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 309-371.
- [2] GERSTNER E. Extreme light[J]. *Nature*, 2007, 446(7131): 16-18.
- [3] MOUROU G. Nobel lecture: extreme light physics and application[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(3): 030501.
- [4] SALA K, KENNEY-WALLACE G, HALL G. CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses[J]. *IEEE*

- Journal of Quantum Electronics*, 1980, 16(9): 990-996.
- [5] TREBINO R, KANE D J. Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1993, 10(5): 1101-1111.
- [6] IACONIS C, WALMSLEY I A. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses[J]. *Optics Letters*, 1998, 23(10): 792-794.
- [7] DELONG K W, FITTINGHOFF D N, TREBINO R, *et al.* Pulse retrieval in frequency-resolved optical gating based on the method of generalized projections[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(24): 2152-2154.
- [8] DELONG K W, TREBINO R. Improved ultrashort pulse-retrieval algorithm for frequency-resolved optical gating[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1994, 11(9): 2429-2437.
- [9] ANDERSON M E, MONMAYRANT A, GORZA S P, *et al.* SPIDER: A decade of measuring ultrashort pulses[J]. *Laser Physics Letters*, 2008, 5(4): 259-266.
- [10] OKSENHENDLER T, COUDREAU S, FORGET N, *et al.* Self-referenced spectral interferometry[J]. *Applied Physics B*, 2010, 99(1-2): 7-12.
- [11] MINKOVSKI N, PETROV G I, SALTIEL S M, *et al.* Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2004, 21(9): 1659-1664.
- [12] MOULET A, GRABIELLE S, CORNAGGIA C, *et al.* Single-shot, high-dynamic-range measurement of sub-15 fs pulses by self-referenced spectral interferometry[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(22): 3856-3858.
- [13] GRABIELLE S, MOULET A, FORGET N, *et al.* Self-referenced spectral interferometry cross-checked with SPIDER on sub-15fs pulses[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011, 653(1): 121-125.
- [14] LIU J, JIANG Y L, KOBAYASHI T, *et al.* Self-referenced spectral interferometry based on self-diffraction effect[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2012, 29(1): 29-34.
- [15] LIU J, LI F J, JIANG Y L, *et al.* Transient-grating self-referenced spectral interferometry for infrared femtosecond pulse characterization[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(23): 4829-4831.
- [16] LEPETIT L, CHÉRIAUX G, JOFFRE M. Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1995, 12(12): 2467-2474.
- [17] JULLIEN A, CANOVA L, ALBERT O, *et al.* Spectral broadening and pulse duration reduction during cross-polarized wave generation: influence of the quadratic spectral phase[J]. *Applied Physics B*, 2007, 87(4): 595-601.
- [18] SHEN X, WANG P, LIU J, *et al.* Self-referenced spectral interferometry for femtosecond pulse characterization[J]. *Applied Sciences*, 2017, 7(4): 407.
- [19] OKSENHENDLER T. Self-referenced spectral interferometry theory[J]. arXiv: 1204.4949v1, 2012. (查阅网上资料, 不确定文献类型, 请确认).
- [20] TREBINO R. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*[M]. New York: Springer, 2000.
- [21] ECKBRETH A C. BOXCARS: crossed - beam phase - matched CARS generation in gases[J]. *Applied Physics Letters*, 1978, 32(7): 421-423.
- [22] SHEN X, LIU J, LI F J, *et al.* Extended transient-grating self-referenced spectral interferometry for sub-100 nJ femtosecond pulse characterization[J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(8): 081901.
- [23] MOLLA A R, TARAFDER A, MUKHERJEE S, *et al.* Transparent Nd³⁺-doped bismuth titanate glass-ceramic nanocomposites: fabrication and properties[J]. *Optical Materials Express*, 2014, 4(4): 843-863.
- [24] SHEN X, WANG P, LIU J, *et al.* Compact transient-grating self-referenced spectral interferometry for sub-nanojoule femtosecond pulse characterization[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(3): 582-586.
- [25] XU Y L, SHEN X, WANG P, *et al.* Improved self-referenced spectral interferometry for large chirped pulses[J]. *Proceedings of SPIE*, 2023, 12760: 127600D.
- [26] SI ZH, SHEN X, ZHU J X, *et al.* All-reflective self-referenced spectral interferometry for single-shot measurement of few-cycle femtosecond pulses in a broadband spectral range[J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 18(2): 021202.
- [27] 况琪, 申雄, 徐艺林, 等. Dense-1D-U-Net: 用于自参考光谱干涉飞秒脉冲相位测量[J]. *中国激光*, 2022, 49(9):

- 0904002.
- KUANG Q, SHEN X, XU Y L, *et al.*. Dense-1D-U-Net: encoder-decoder networks for self-referenced spectral interferometry[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(9): 0904002. (in Chinese).
- [28] RONNEBERGER O, FISCHER P, BROX T. U-Net: convolutional networks for biomedical image segmentation[C]. *Proceedings of the 18th International Conference on Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention – MICCAI 2015*, Springer, 2015: 234-241.
- [29] HUANG G, LIU ZH, VAN DER MAATEN L, *et al.*. Densely connected convolutional networks[C]. *Proceedings of 2017 IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, IEEE, 2017: 2261-2269.
- [30] QAYYUM A, ILAHI I, SHAMSHAD F, *et al.*. Untrained neural network priors for inverse imaging problems: a survey[J]. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 2023, 45(5): 6511-6536.
- [31] CIPOLLA R, GAL Y, KENDALL A. Multi-task learning using uncertainty to weigh losses for scene geometry and semantics[C]. *Proceedings of 2018 IEEE/CVF Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, IEEE, 2018: 7482-7491.
- [32] GULYÁS OLDAL L, CSIZMADIA T, YE P, *et al.*. Double-pulse characterization by self-referenced spectral interferometry[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 115(5): 051106.
- [33] OKSENHENDLER T, BOCK S, GEBHARDT R, *et al.*. Spatiotemporal characterization of pulse pedestals by imaging two-dimensional self-referenced spectral interferometry[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2025, 13: e93.
- [34] XU Y L, SHEN X, CHEN R J, *et al.*. Single-shot spatiotemporal characterization of ultrashort lasers based on spectral interferometry with fiber array[J]. *Communications Physics*, 2026, 9(1): 151.