

时域色散选通光谱分析技术

靳致远¹, 章 振^{1,2*}, 夏海云^{1,2}, 胡佳栋¹, 余赛芬^{1,2}, 陈逸翔¹, 夏秋炜^{1,2}

(1. 南京信息工程大学 大气物理学院, 江苏南京 210044;
2. 国家碳计量中心(福建), 福建南平 353011)

摘要: 光频域的光谱分析技术已在分子原子光谱学中发挥了重要作用, 但仍存在频率扫描慢、锁定复杂等问题。基于此, 提出了一种基于时域的光谱选通和扫描方法, 具有光谱分辨率高、扫描速度快和无机械运动元件的优点。飞秒时域拉伸技术作为一种超快探测手段, 能够将飞秒脉冲展宽至纳秒, 并实现光谱信息至时域信息的实时映射。在时域中使用皮秒级脉冲调制展宽后的纳秒脉冲, 可选通出特定光谱。选通后, 调节皮秒脉冲的延时便可完成光谱的扫描。通过 51 次延时选通测量氟化氢气体的 $2v_3$ 旋转振动带 P10 吸收线, 验证了该时域色散选通法的光谱分析能力。单次测量的累计时间为 5 μs, 230 ps 选通脉冲宽度和 56 ps 扫描间隔对应的光谱分辨率和光谱扫描间隔分别为 6.2 GHz 和 1.5 GHz, 与色散光谱仪直接测量对比的误差标准差为 0.0065, 最大偏差的百分比为 1.54%。未来通过降低选通脉冲宽度至 30 ps 和提高脉冲扫描速度, 该光谱分析技术可达到 0.8 GHz 的光谱分辨率和千赫兹以上的光谱扫描速度。

关键词: 光谱分析; 时域拉伸; 频率选通; 频率扫描

中图分类号: O433.4 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20240150

0 引言

17 世纪, 牛顿利用三棱镜将白光色散为七彩光带, 为人类认识光谱学奠定了基础。现代的光谱分析技术^[1-4] 已发展为一门研究物质吸收、发射或散射光谱的学科, 在化学、物理、生物学、大气科学、环境科学以及天文学等领域都发挥了关键作用。频率扫描^[5] 作为光谱分析技术一个重要的分析方式, 利用不同频率的光来探测和分析物质的特性。在空间色散光谱仪^[6] 中利用狭缝的选通和扫描来实现对光频率的扫描, 其中色散器件和狭缝决定了所测光谱的分辨率。在傅里叶变换红外光谱仪^[7] 中, 迈克尔逊干涉仪的动镜与静镜的光程差决定了光谱仪的分辨率。尽管这些光谱分析工具已得到广泛应用, 但也存在着包括扫描速度慢、波长漂移和机械运动导致的频率不稳定等

问题, 机械运动的稳定性和分光元件的性能限制了光谱仪的发展。

基础光谱分析技术的发展也促进了大气气体光谱遥感的进步^[8-9]。其中, 基于频率可调谐激光器的光谱分析技术发挥了重要作用^[10], 也涌现了多种先进的频率扫描与锁定技术。2008 年, NUMATA 等人通过控制对分布式反馈激光器 (Distributed Feedback Laser, DBF) 的输出波长完成了锁定^[11], 实现光谱分析技术在光频域内对波长进行锁定。2018 年, ABSHIRE 等人设计的多波长路径差分雷达 (Integrated Path Differential Absorption Lidar, IPDA) 系统采用了频率锁定的方法, 得到不同高度二氧化碳 (Carbon dioxide, CO₂) 分布^[12], 该方法虽然实现了多种气体探测, 完成了多频率扫描, 但是由于锁定技术的局限性, 难以实现宽谱范围内多条气体吸收光谱的扫

收稿日期: 2024-04-10; 修订日期: 2024-05-22

基金项目: 国家重点研发计划项目 (2022YFF0606400); 国家自然科学基金项目 (42305147); 江苏省基础研究计划自然科学基金项目 (BK20230428)

作者简介: 靳致远, 男, 硕士生, 主要从事光谱分析和激光雷达大气遥感方面的研究。

导师简介: 夏海云, 男, 教授, 博士, 主要从事激光雷达大气遥感方面的研究。

通讯作者: 章振, 男, 校聘教授, 博士, 主要从事超快光谱探测方面的研究。

描。2021 年,中国科学技术大学基于光频梳锁定和扫描的气体探测雷达,实现了高分辨率多种气体光谱的遥感^[13],由于在频域中进行激光频率扫描的不稳定性,因而引入光频梳^[14-15]进行频率的锁定。虽然光频梳参考的锁定方案具有稳定性高和调谐范围宽的优势,但光频梳需要重复频率和偏移频率的锁定,带来了系统复杂和价格高昂等问题。

综上,无论是调节狭缝或者激光腔,目前的光谱分析技术都是在光频域中进行光谱的操作,难以避免频域中系统复杂和锁定不稳定等问题。文中提出一种基于时域色散选通的光谱分析技术,在时域中实现无需锁频、快速、高分辨率的光谱分析。首先,通过时域拉伸技术引入大量色散,将飞秒激光脉冲拉伸至纳秒脉冲,并实现光谱与时域的一一映射。其次,在时域中用皮秒脉冲调制到时域拉伸后的纳秒脉冲上,实现光频率的选择性通过,类似于空间色散光谱仪中狭缝的作用。最后,通过调节皮秒脉冲的延时实现光谱的扫描。皮秒脉冲宽度和延时均由电学信号发生器控制,其一一对应的光谱分辨率和扫描速度能够突破传统光谱分析技术的极限,并且无机械扫描使得该光谱分析技术具有固有的频率不稳定性。

1 原理及实验设计

1.1 时域拉伸原理

飞秒脉冲在时域内表现为时间极短的脉冲,超出了光电探测器和数字模拟器的采样能力,因此在时域上解析飞秒信息非常困难。飞秒脉冲在频域上含有丰富的光谱信息^[16],传统光谱分析技术需要进行光谱扫描,无法实现高重频(100 MHz 级)飞秒脉冲的实时采样。光学中,一束脉冲光可以表示成不同频率的单色波叠加,并且不同频率的光在相同介质中具有不同的传输速度。时域拉伸技术^[17]通过加长色散光路的长度,产生宽谱光的群速度色散,将飞秒脉冲在时域上色散为纳秒脉冲。由于群速度色散,不同频率的光会分布在时域中,呈现出光谱实时映射的关系。色散后的纳秒脉冲可以被单像素探测器完整记录脉冲时域信息,从而实现从波长探测到时间探测的光谱分析方法转换,这种转换也被称为色散傅里叶变换^[18]。**图 1**反映了拉伸前后的时频映射关系,时域拉伸后的纳秒脉冲由于群速度色散,频域上光谱信息不变,时

域上飞秒脉冲拉伸至纳秒脉冲,不同频率的信息映射至对应的时间,当引入大量色散后实现时频映射。FORTENBERRY R M^[19]、JALALI B^[20]及 AZAÑA J^[21]在实验中发现,色散后的锁模激光的光谱映射到了时域中,通过直接采集时域信号即可完成光谱分析。

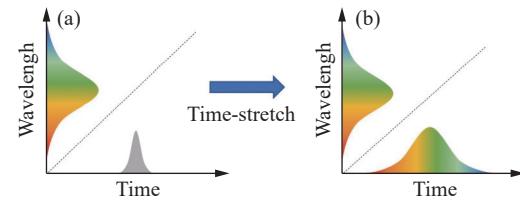


图 1 时域拉伸原理图。(a) 时域拉伸前脉冲的时频映射关系;(b) 时域拉伸后脉冲的时频映射关系

Fig.1 Time-stretch principle diagram. (a) Time-frequency mapping relationship of fs pulse; (b) Time-frequency mapping relationship of time-stretched pulse

时域拉伸技术克服了电子数字化仪的速度限制^[22],使得在时域上进行超快光谱测量^[23-24]、测距^[25-27]和成像^[28-30]成为现实。目前基于时域拉伸技术的测量技术已经可以实现每秒数万亿帧的刷新率的连续测量^[31]。

1.2 频率选通和光谱扫描原理

由于时域拉伸技术实现了飞秒激光脉冲在时域上的展开分布,并且这种展开与飞秒脉冲在频率域的分布有着一一对应关系。因此,通过对时域脉冲的调制进而实现对光谱的调制,例如,在时域中进行采集信号选通,从而实现光谱中的滤波。

基于时域拉伸和频率选通,能够实现更加快速和稳定的光谱扫描。**图 2(a)~(b)**给出了基于时域拉伸和频率选通的光谱扫描原理。**图 2(a)**为飞秒激光经过时域拉伸形成的纳秒脉冲,由于群速度色散,不同频率的光在时域上已经发生了分离,例如,当总色散为 16 ns/nm 时,0.6 nm 光谱范围的光谱将在 9.6 ns 的时域脉冲中展开。随后,通过光学调制器产生的皮秒脉冲,对拉伸后的纳秒脉冲进行频率上的选择,实现了时域上的滤波,详见**图 2(b)**。更进一步地,光学频率的扫描只需要对光学调制器的皮秒脉冲扫描时间进行延迟即可完成。由于光学调制器由信号发生器触发,而信号发生器采用高时间分辨率并且稳定的电信号触发,因此这种扫描方法规避了光频域中复杂的频

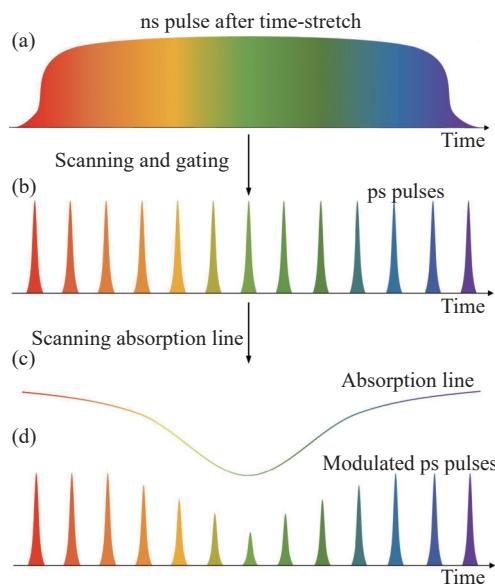


图2 频率选通原理图。(a) 拉伸后形成的纳秒脉冲;(b) 时域选通实现的光谱扫描;(c) 气体本身吸收线;(d) 通过色散选通技术扫描的气体吸收光谱

Fig.2 Frequency gating schematic diagram. (a) Time-stretched ns pulse; (b) Spectral scan achieved after time domain gating; (c) Gas absorption line; (d) Gas absorption spectra scanned by dispersion gate technique

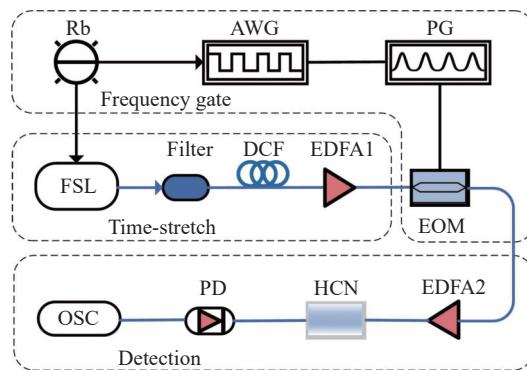
率锁定过程,比光谱仪的机械扫描更快速、更稳定。

图2(c)~(d)进一步给出了这种光谱扫描方法在气体光谱遥感中的应用场景。由于不同时刻的皮秒脉冲对应不同光的频率,将不同频率的光分别射出至大气并采集回波信号,即可完成气体吸收光谱的遥感。图2(c)为待测气体本身吸收线,图2(d)为采用这种方法对气体吸收光谱范围进行扫描,在时域上得到的结果示意图。需要注意的是,理论上可以通过时域上的调制实现任意波长(频率)的扫描,这里仅给出了一条气体吸收线以及探测光谱。这种扫描方式的光谱分辨率由飞秒脉冲拉伸后的脉宽和皮秒选通脉冲的脉宽共同决定,例如,1 nm的光谱范围被拉伸后的脉宽为10 ns,则需要100 ps的选通脉冲达到0.01 nm的最小光谱间隔。皮秒电学脉冲可以采用几十GHz以上采样率的任意波形发生器或者电学超短脉冲发生器生成,而光学调制器的响应速度可以达到40 GHz,因此,这种方法的光谱分辨率能够得到保证。

1.3 实验系统

图3给出了基于时域拉伸和频率选通的光谱扫

描系统的实验示意图。在通信波段,HCN气体吸收光谱分布于1525~1565 nm,故选用其作为该系统的验证气体。实验系统由光学时域拉伸系统、频率选通系统和气体吸收信号采集系统三部分组成。其中时域拉伸系统由飞秒激光器(FSL)、可编程滤波器(Filter)、色散补偿光纤(DCF)和掺铒光纤放大器(EDFA)组成。飞秒脉冲激光器的重频为100 MHz,光谱范围1500~1650 nm,该波段包含大量气体吸收线,可探测多种气体。滤波器设置上选择1549.76 nm作为中心,滤波带宽为1 nm。飞秒激光从光源出射,经过滤波器后,进入总长100 km、色散系数为-986.2 ps/nm的色散补偿光纤进行时域拉伸。由于色散后的脉冲能量较弱,采用EDFA1进行放大后输入频率选通系统。最终,90 fs脉冲经过时域拉伸系统后脉宽变为5 ns。



Rb: Rubidium clock; AWG: Arbitrary waveform generator; PG: Pulsed generator; FSL: Femtosecond lasers; DCF: Dispersion compensation fiber; EDFA: Erbium-doped fiber amplifier; EOM: Electro-optic modulator; PD: Photodetector; OSC: Oscilloscope

Fig.3 Optical path diagram of dispersion gate experiment

频率选通部分由任意波形发生器(AWG)、皮秒脉冲发射器(PG)以及电光调制器(EOM)组成。铷钟(Rb)同时给飞秒激光器和信号发生器校准,信号发生器触发皮秒脉冲发射器产生固定频率50 MHz、脉宽230 ps的脉冲序列进入电光调制器,将其调制到时域拉伸后的信号上并输出。

气体吸收信号采集系统由掺铒光纤放大器(EDFA2)、HCN气体腔和光电探测器(PD)组成。经过时域拉伸和频率选通后的信号经过功率放大后进

入气体腔探测 HCN 气体, 光电探测器将光信号转换为电信号, 并在示波器显示。研究实验不同仪器对应

的厂家、型号和参数如表 1 所示。

表 1 研究实验不同仪器对应的厂家、型号和参数

Tab.1 Manufacturers, models, and parameters of different instruments used in research experiments

Instrument	Manufacture	Model	Important parameters
FSL	MenloSystems	FSER/0402	Center wavelength 1 560±20 nm
Filter	FINISAR	WaveShaper 1000A	Bandwidth 10 GHz-5 THz
DCF	Accelink	DCM-F-C-60-LC/UPC-57	Dispersion -986.2 ps/nm
EDFA	Amonics	AEDFA-PA-35-B-FA	Gain 30 dBm
AWG	Tektronix	AFG3102C	Sampling rate 1 GSa/s
PG	Alnair Labs	EPG-210M-0030-S-P-T-N	Pulse range 30-230 ps
Gas Cell	Wavelength	HCN-13-100	Length 45 cm
EOM	Photline	MXER-LN-20	Modulation bandwidth 20 GHz
Rb	Microsemi	8040C	Output 10 MHz
PD	Aphalas	UPD-15-IR2-FC	Bandwidth 25 GHz
OSC	Agilent	MY52460105	Sampling rate 20 GSa/s
OSA	YOKOGAWA	AQ6370D	Range 600-1 700 nm

2 实验结果及分析

2.1 时频映射方程计算

为了确保气体吸收光谱反演准确, 在进行气体吸收光谱扫描实验前, 需要计算脉冲经过时域拉伸后的时频映射关系, 确定时频映射方程。

在实际应用中, 高阶色散的影响会导致非线性的时频映射关系, 光纤色散的影响是通过在脉冲频谱中心的频率 ω_0 处展开成模式传播常数 β 的泰勒级数表示^[32]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1)$$

等号右边第一项, β_0 为 $\omega=\omega_0$ 时的传播常数; 第二项, β_1 为 $\beta(\omega)$ 关于 ω 的一阶导数在 $\omega=\omega_0$ 时的值, 它描述了 $\beta(\omega)$ 随 ω 的线性变化率; 第三项, β_2 为 $\beta(\omega)$ 关于 ω 的二阶导数在 $\omega=\omega_0$ 时的值, 它描述了 $\beta(\omega)$ 的曲率或非线性变化率; 第四项及之后的是高阶色散项。

基于时域拉伸中的瞬时频率理论, 考虑高阶色散, 瞬时频率方程为^[25]:

$$\omega(t) \approx c_1 t + c_2 t^2 \quad (2)$$

式中: $c_1=1/\beta_2 L$; $c_2=-\beta_3 L/2(\beta_2 L)^3$, L 为色散光纤长度。

实验中所取光谱范围为 1 nm, 频率变化量很小, 高阶色散远对时频映射的非线性影响远小于二阶色散的线性影响^[32], 因此可以将时频映射方程近似看作直线进行计算。

计算时频映射方程需要未经过气体腔的数据作为参考。按照 1.3 节设计的频率选通和时域拉伸光路部分调整好实验光路, 并对未经过气体腔的信号进行采集, 共采集 46 组数据, 结果如图 4 所示。显然, 图 4(c) 时域皮秒脉冲累积信号与图 4(d) 光谱累积信号存在着一一对应关系。从图 4 可以看出, 单个时域信号与频域信号不一致, 因为在放大和衰减脉冲的过程中, 传输线路中串联了电容, 即电路中引入了交流耦合, 起到了信号微分的作用, 因此第二个脉冲在下降沿处出现了一个小小的负脉冲, 这是电路中出现的正常现象。

上文已经完成了时域拉伸的时域与频域一一对应关系, 每条频域上的光谱都在时域上对应一条皮秒脉冲信号。获取图 4(c)、(d) 中 46 个时域脉冲顶点的时间和对应频域光谱顶点的频率信息, 组成“时间-频率”的坐标并进行拟合。通过 Origin 软件拟合可直接得到拟合曲线。从图 4 可以看出, 时域和频域图像的形状不适合画到一张图上, 文中使用滤波器控制软件

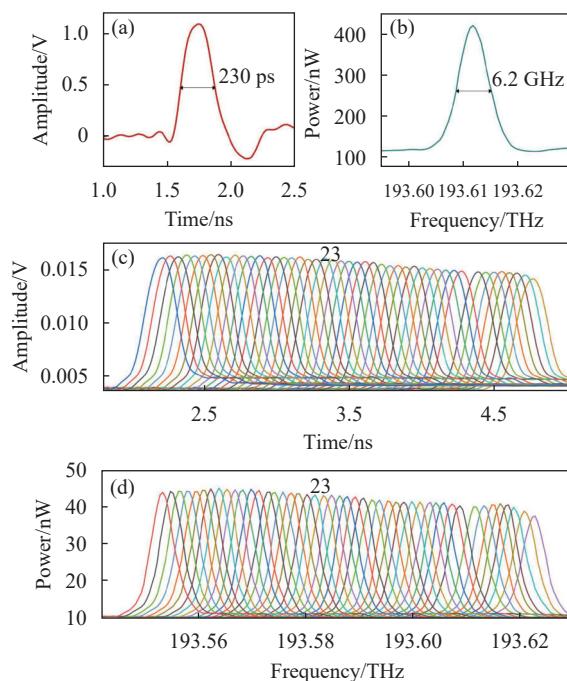


图 4 单个和多个时域与频域脉冲信号。(a) 调制前时域中单个皮秒脉冲; (b) 调制前频域中单个光谱信号; (c) 示波器选通后时域上皮秒脉冲延时累计; (d) 光谱仪选通后, 频域上皮秒脉冲延时累计

Fig.4 Single and multiple time-domain and frequency-domain pulse signals. (a) A single ps pulse in the time domain; (b) A single ps pulse in the frequency domain; (c) Picosecond pulse delay accumulation in the time domain after oscilloscope selection; (d) Picosecond pulse delay accumulation in the frequency domain after spectrometer selection

Waveshape 对包络形状进行处理, 将外包络设置为洛伦兹型的波形。经过拟合, 如图 5 所示, 得出时频映射方程为:

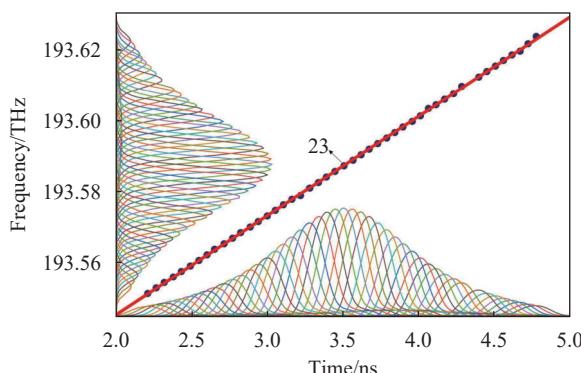


图 5 时频映射方程示意图

Fig.5 Schematic diagram of time-frequency mapping equation

$$f = 193.49371 + 0.02692t \quad (3)$$

式中: t 为时间; f 为其对应的频率。经过时域频率选通和时频映射反演后的光谱分辨率和光谱扫描间隔分别由皮秒脉冲宽度和相邻皮秒延时决定。皮秒脉冲宽度为 230 ps, 相邻皮秒延时为 56 ps, 经过时频映射方程对应的光谱分辨率为 6.2 GHz (0.05 nm), 光谱扫描间隔为 1.5 GHz (0.012 nm)。

2.2 基于时域选通信号探测的气体吸收光谱

按照 1.3 节设计的完整实验系统进行设备搭建, 出射飞秒激光经过时域拉伸和频率选通后放大, 经过气体腔和探测器, 最终接入示波器, 采集结果如图 6(a) 所示。由于采集的气体吸收信号是时域脉冲, 调节时域脉冲的延时即可实现气体光谱的扫描探测。图 6(a) 中数据呈现出气体吸收线结构, 第 28 个脉冲为这组脉冲的峰值最低点, 显然, 这种现象是不同延时下代表不同频率的皮秒脉冲经过 HCN 气体腔

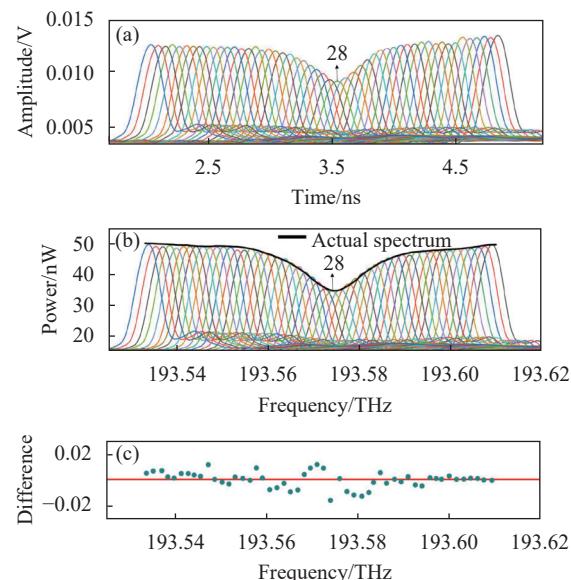


图 6 时域色散选通脉冲结果图。(a) 经过气体腔后的时域扫描信号; (b) 时频转换后的频域光谱信号, 黑线为光谱仪测得 HCN 气体实际光谱; (c) 时频转换后反演得到的 HCN 光谱与光谱仪测得 HCN 光谱的残差

Fig.6 Time domain dispersion gated pulse result graph. (a) Time-domain scanning signal after passing through the gas cavity; (b) Frequency-domain signal after time-frequency conversion, the black line is the spectrum by spectrometer of HCN gas; (c) Residual error between the inverted HCN spectrum and the HCN spectrum by spectrometer after time-frequency conversion

后,特定波长的光被其吸收导致的。此时,基于 2.1 节中计算出的该系统的时频映射方程,可以将时域上的信号转换到频域上。[图 6\(b\)](#) 所示为转换后的频域结果,时域转换后的光谱信号含有明显 HCN 气体的吸收特征。为了验证通过该方法反演得到的气体吸收光谱的准确性,使用上述时域拉伸后、但不经过选通的纳秒脉冲探测气体腔中的 HCN 气体,通过光谱仪直接测量 HCN 气体吸收线,将测得的光谱信号作为标准数据。光谱仪测得的气体吸收光谱如[图 6\(b\)](#) 中黑线所示。可以明显看出,频率域中每一个脉冲的尖峰基本与吸收线保持一致。计算通过该方法反演得到的 HCN 气体吸收频谱与实际 HCN 吸收频谱的误差可以发现,51 组数据中,除了一组数据超出了 0.015 的范围,其余均在 0 附近波动,并且通过文中方法反演得到的 HCN 气体吸收频谱与实际 HCN 吸收频谱的误差标准差仅为 0.0065,最大偏差百分比为 1.54%,说明通过该方法反演得到的 HCN 气体吸收光谱与实测数据有着良好的一致性。

3 结 论

文中提出了一种基于时域色散选通的光谱分析技术,在时域中实现无需锁定、快速、高分辨率的光谱分析方法,并通过实验验证其在气体光谱遥感领域的可行性。设计了时域色散选通实验,计算出时频映射方程,通过时频映射方程可得出该方法下的光谱分辨率达到 6.2 GHz,光谱扫描间隔达到 1.5 GHz。基于该映射关系,采集经过气体腔的时域数据即可反演出光频域数据,实现光谱分析。采用 HCN 气体作为验证对象,该方法测量出的气体吸收线与实际吸收线残差小于 0.02,残差标准差仅为 0.0065,最大偏差百分比为 1.54%,验证了在时域上实现频率扫描的可行性,且与实际光谱数据吻合。

文中将频率扫描问题代入时域,实现了快速、稳定、无复杂锁频系统的光谱分析方式。该实验的完成,不仅科学性地解决了光谱扫描仪器在频域内扫描固有的机械不稳定性的难题,还解决了利用光频梳进行频率扫描时锁频复杂和调谐困难的问题。

基于时域色散选通的光谱分析实验采用了全光纤系统设计方案,结构精简且稳定。为了拓展该方法的实际应用,未来笔者团队将搭建调制脉冲宽度更短

和扫描速度更快的系统,并将选通后的脉冲放大后发射至大气中,进行大气气体光谱的遥感。30 ps 的脉冲和 1 ms 的扫描延时是目前电子学中容易实现的,在该方法中对应为 0.8 GHz 的光谱分辨率和 kHz 级别扫描速度。文中提出的色散选通方法能够为大气光谱遥感领域提供一种更灵活和稳定的光频率扫描和分析技术。

参 考 文 献:

- [1] GARNACHE A, KACHANOV A A, STOECKEL F, et al. High-sensitivity intracavity laser absorption spectroscopy with vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(12): 826-828.
- [2] HOGHOOGHI N, WRIGHT R J, MAKOWIECKI A S, et al. Broadband coherent cavity-enhanced dual-comb spectroscopy [J]. *Optica*, 2019, 6(1): 28-33.
- [3] WANG Y, DING B K, WANG K Y, et al. Wide dynamic detection range of methane gas based on enhanced cavity absorption spectroscopy [J]. *Chinese Physics B*, 2022, 31(4): 040705.
- [4] MORGENDWEG J, BARMES I, EIKEMA K S E. Ramsey-comb spectroscopy with intense ultrashort laser pulses [J]. *Nature Physics*, 2014, 10(1): 30-33.
- [5] YAQOOB Z, WU J, YANG C. Spectral domain optical coherence tomography: a better OCT imaging strategy [J]. *Biotechniques*, 2005, 39(6): S6-S13.
- [6] Yan C S, Chen Y W, Yang H M, et al. Optical spectrum analyzers and typical applications in astronomy and remote sensing[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2023, 94(8): 081501.
- [7] GRIFFITHS P R. Fourier transform infrared spectrometry [J]. *Science*, 1983, 222(4621): 297-302.
- [8] SU J T, ZHANG C X, HU Q H, et al. Analysis of spatiotemporal change trends of atmospheric NO₂ in Xinjiang from 2007 to 2017 based on satellite hyperspectral remote sensing [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2021, 41(5): 1631-1638.
- [9] LIU D, YANG Y Y, ZHOU Y D, et al. High spectral resolution lidar for atmosphere remote sensing: a review [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(9): 2535-2546. (in Chinese)
- [10] DUAN Y Z, YANG C S, LI J L, et al. Research progress of tunable single-frequency fiber lasers [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2022, 51(6): 20220119. (in Chinese)
- [11] NUMATA K, CHEN J R, WU S T, et al. Frequency stabilization of distributed-feedback laser diodes at 1 572 nm for lidar

- measurements of atmospheric carbon dioxide [J]. *Applied Optics*, 2011, 50(7): 1047-1056.
- [12] ABSHIRE J B, RAMANATHAN A K, RIRIS H, et al. Airborne measurements of CO₂ column concentrations made with a pulsed IPDA lidar using a multiple-wavelength-locked laser and HgCdTe APD detector [J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2018, 11(4): 2001-2025.
- [13] YU S F, ZHANG Z, LI M, et al. Wide-band precise spectrum analysis lidar incorporating comb-referenced scanning laser [J]. *Opt Express*, 2021, 29(9): 421096.
- [14] PICQUÉ N, HäNSCH T W. Frequency comb spectroscopy [J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(3): 146-157.
- [15] HALL J L. Nobel lecture: Defining and measuring optical frequencies [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(4): 1279-1295.
- [16] ZHANG Z, XIA H Y, YU S F, et al. Femtosecond imbalanced time-stretch spectroscopy for ultrafast gas detection [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116: 171106.
- [17] MAHJOUBFAR A, CHURKIN D V, BARLAND S, et al. Time stretch and its applications[J]. *Nat Photonics*, 2017, 11(6): 341-351.
- [18] MENG Z K, PETROV G I, Cheng S N, et al. Lightweight Raman spectrometer using time-correlated photon-counting detection [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2015, 112(40): 12315-12320.
- [19] FORTENBERRY R M, SORIN W V. Apparatus for characterizing short optical pulses: US, 5684586 [P]. 1997-11-04.
- [20] KELKAR P V, COPPINGER F, BHUSHAN A S, et al. Time-domain optical sensing [J]. *Electron Lett*, 1999, 35(19): 1661.
- [21] AZAÑA J, CHEN L R, MURIEL M A, et al. Experimental demonstration of real-time Fourier transformation using linearly chirped fibre Bragg gratings [J]. *Electron Lett*, 1999, 35(25): 2223-2224.
- [22] COPPINGER F, BHUSHAN A S, JALALI B. Photonic time stretch and its application to analog-to-digital conversion [J]. *IEEE Trans Microw Theory Tech*, 1999, 47(7): 1309-1314.
- [23] CHOU J, SOLLI D R, JALALI B. Real-time spectroscopy with subgigahertz resolution using amplified dispersive Fourier transformation [J]. *Appl Phys Lett*, 2008, 92(11): 3-6.
- [24] SOLLI D R, CHOU J, JALALI B. Amplified wavelength-time transformation for real-time spectroscopy [J]. *Nat Photonics*, 2008, 2(1): 48-51.
- [25] XIA H Y, ZHANG C. Ultrafast and Doppler-free femtosecond optical ranging based on dispersive frequency-modulated interferometry[J]. *Opt Express*, 2010, 18(5): 4118.
- [26] XIA H Y, ZHANG C. Ultrafast ranging lidar based on real-time [J]. *Opt Lett*, 2009, 34(14): 2108-2110.
- [27] GODA K, TSIA K K, JALALI B. Amplified dispersive Fourier-transform imaging for ultrafast displacement sensing and barcode reading [J]. *Appl Phys Lett*, 2008, 93(13): 98-101.
- [28] GODA K, TSIA K K, JALALI B. Serial time-encoded amplified imaging for real-time observation of fast dynamic phenomena [J]. *Nature*, 2009, 458(7242): 1145-1149.
- [29] GODA K, MOTAFAKKER-FARD A, JALALI B. Phase-contrast serial time-encoded amplified microscopy [C]// LEO/Europe-EQEC 2009-European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference, Munich, Germany, 2009.
- [30] TSIA K K, GODA K, CAPEWELL D, et al. Performance of serial time-encoded amplified microscopy [J]. *Optics Express*, 2010, 18(10): 10016-10028.
- [31] NAKAGAWA K, IWASAKI A, OISHI Y, et al. Sequentially timed all-optical mapping photography (STAMP) [J]. *Nat Photonics*, 2014, 8(9): 695-700.
- [32] AGRAWAL G P. Applications of Nonlinear Fiber Optics [M]. US: Academic Press, 2008.

Time dispersion gated spectrum analysis technology

JIN Zhiyuan¹, ZHANG Zhen^{1,2*}, XIA Haiyun^{1,2}, HU Jiadong¹, YU Saifen^{1,2}, CHEN Yixiang¹, XIA Qiuwei^{1,2}

(1. School of Atmospheric Physics, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China;

2. National Center of Carbon Metrology (Fujian), Nanping 353011, China)

Abstract:

Objective Modern spectroscopic analysis technology has developed into a discipline that studies the absorption, emission or scattering spectra of substances, and has played a key role in many fields. In the field of spectroscopy, spectral scanning is performed by adjusting slits in spectroscopic instruments, but there are problems such as wavelength drift and frequency instability caused by mechanical movement. The stability of mechanical movement and the performance of spectroscopic elements gradually limit the development of spectrometers. In the field of gas detection, with the development of laser technology, gas detection lidar based on optical frequency comb locking can achieve high-resolution remote sensing of various gas spectra. The optical frequency comb reference locking scheme has the advantages of high stability and wide tuning range, but it also faces the problems of complex system and long tuning process. In summary, whether it is adjusting the slit or the laser cavity, the current spectrum analysis technology operates and detects the spectrum in the optical frequency.

Methods This paper proposes a spectral analysis technology based on time dispersion gating to achieve fast and high-resolution spectral analysis without locking. First, a large amount of dispersion is introduced through time stretching technology to stretch femtosecond laser pulses to nanosecond pulses, and achieve one-to-one mapping between spectrum and time. Secondly, picosecond pulses are used in the time to modulate the time stretched ns pulses to achieve selective passage of light frequency, similar to the role of slits in spatial dispersion spectrometers. Finally, spectrum scanning is achieved by adjusting the delay of the ps pulse. Since the ps pulse is generated by electronic devices and loaded into the modulator, the ps pulse width and delay are controlled by the electrical signal generator. Its one-to-one corresponding spectral resolution and scanning speed can break through the limits of traditional spectral analysis technology, without mechanical scanning making this spectral analysis technology inherently frequency stable.

Results and Discussions Through the time dispersion gating experiment, it can be obtained that the spectral signal and time signal of the gas-free absorption line composed of ps pulses under different delays (Fig.4). The time and frequency information of the time pulse vertex and the corresponding frequency spectrum vertex are obtained, the coordinates of (time, frequency) form and fitting is performed to obtain the time-frequency mapping equation (Fig.5). The experimentally obtained ps pulse time signals containing gas absorption lines at different delays can be mapped through the above time-frequency mapping equation to obtain the corresponding spectral data. The error of the spectral data obtained by time-frequency mapping inversion is compared with the actual spectrum (Fig.6). The standard deviation of the available error is only 0.006 5. Only one of the 51 points collected is not within the ideal range, and the maximum deviation ratio is only 1.54%. The probability of up to 98% proves that the spectral inversion results are consistent with the actual results. This shows that the HCN gas absorption spectrum retrieved from this experiment is in good agreement with the measured data, and further proves that high-speed, lock-free spectral scanning can be achieved in the time.

Conclusions This paper proposes a spectral analysis technology based on time- dispersion gating to achieve a lock-free, fast, high-resolution spectral analysis method in the time, and experimentally verifies its feasibility in the field of gas spectrum remote sensing. This paper designed a time- dispersion gating experiment and calculated the time-frequency mapping equation. Through the time-frequency mapping equation, it can be concluded that the spectral resolution under this method is 6.2 GHz and the spectral scanning interval is 1.5 GHz. Based on this mapping relationship, the time data passing through the gas cavity can be collected to invert the optical frequency data to achieve spectral analysis. The spectrum analysis experiment based on time- dispersion gating adopts an all-fiber system design scheme, which has a streamlined and stable structure. In order to expand the practical application of this method, the team will build a system with shorter modulation pulse width and faster scanning speed in the future, and amplify the gated pulses and emit them into the atmosphere for remote sensing of atmospheric gas spectra.

Key words: spectroscopy; time-stretch; frequency gating; frequency scanning

Funding projects: National Key Research and Development Program of China (2022YFF0606400); National Natural Science Foundation of China (42305147); Natural Science Foundation of Jiangsu Basic Research Program (BK20230428)