光电智能识别与感知

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.20260824002

基于光谱重构的光学电场多点同步测量及高精度解调方法

王永光[1*]，王国臣[2]，高　伟[2]，刘　琛[1]，王一品[2]

（哈尔滨工业大学 1. 物理学院；2. 仪器科学与工程学院，哈尔滨 150001）

摘　要： 文章提出一种基于光谱重构的光学电场多点同步测量与高精度解调方法。设计并搭建了基于铌酸锂晶体的电场多点同步测量系统，引入离散腔长变换算法重构光谱，有效抑制频谱展宽并锐化频域峰值，解决了多频谱峰值混叠难题。在0～1 100 kV/m范围内实现了多点电场高精度测量：基础式游标包络灵敏度稳定在（2.84±0.001 7）nm/（V·μm^{-1}），重复性误差为2.20×10^{-3}；谐波式灵敏度稳定在（3.37±0.001 1）nm/（V·μm^{-1}），重复性误差低至6.54×10^{-4}。此外，进一步剖析了系统干涉噪声特性，为系统优化提供了理论依据。该研究可为复杂电气环境下的高精度、准分布式光学电场测量提供切实可行的技术途径。

关键词： 光学电场测量；铌酸锂晶体；多点同步测量；离散腔长变换；法布里-珀罗干涉仪

中图分类号： TN247　**文章编号：** 1001－5868(2026)05－0794－10

High-Precision Demodulation Method for Multi-Point Synchronous Measurement of Optical Electric Fields Based on Spectral Reconstruction

WANG Yongguang[1], WANG Guochen[2], GAO Wei[2], LIU Chen[1], WANG Yipin[2]

（1. School of Physics; 2. School of Instrumentation Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, CHN）

Abstract: This paper proposes a multi-point synchronous measurement and high-precision demodulation method for optical electric fields based on spectral reconstruction. A multi-point synchronous electric field measurement system based on lithium niobate crystals is designed and constructed. A discrete cavity length transform algorithm is introduced to reconstruct the spectrum, effectively suppressing spectrum broadening, sharpening the frequency-domain peaks, and resolving the issue of multi-spectral peak aliasing. The method enables high-precision measurement of electric fields at multiple nodes over a range of 0～1 100 kV/m. Specifically, the sensitivity of the fundamental Vernier envelope stabilizes at（2.84±0.001 7）nm/（V·μm^{-1}）with a repeatability error of 2.20×10^{-3}, while that of the harmonic Vernier envelope stabilizes at（3.37±0.001 1）nm/（V·μm^{-1}）with a repeatability error of 6.54×10^{-4}. Furthermore, the interference noise characteristics of the system are analyzed, providing a theoretical basis for further system optimization. This study presents a technical approach for high-precision, quasi-distributed optical electric field measurements in complex electrical environments.

Key words: optical electric field measurement; lithium niobate crystal; multi-point synchronous measurement; discrete gap transform; Fabry-Perot interferometer

收稿日期：2026－08－24.

基金项目：国家国防科技工业局技术基础项目（JSJL2024203B003，D010206）；湖南省水利科技项目（XSKJ2025056-3）.

* **通信作者：**王永光

0　引言

随着现代智能电网以及特高压输电技术的发展，电力系统中复杂电磁环境的精确感知与安全监测变得愈发关键。电场作为表征电力设备绝缘状态和空间电磁环境的核心物理量，其高精度测量对设备的故障预警、状态评估及电网的安全稳定运行具有重要工程价值和科学意义[1-2]。传统的电场测量设备（如基于电容分压或电磁感应原理）存在体积庞大、金属部件易引起电场畸变、高频响应能力差等固有缺陷，难以满足现代电力系统对绝缘和宽频带测量的严苛要求。相比之下，基于Pockels效应的光学电场传感器凭借其无源全光学结构、优异的绝缘性能、抗电磁干扰能力强以及测量频带宽等显著优势，已成为高压/特高压领域电场测量的研究热点和重要发展方向[3-4]。

然而，在实际工程应用中，诸如气体绝缘变电站、大型电力变压器内部以及复杂的输电线路走廊等场景，其空间电场分布往往呈现出极度不均匀和高度复杂的特征。仅依赖单一空间点的电场数据，难以准确反演和还原电力设备内部或周围的真实电场分布规律[5]。因此，实现空间多点电场的同步、高精度测量，不仅是电力物联网全面感知的迫切需求，也是当前光学电场传感领域亟待突破的技术瓶颈。为了实现多点测量，传统的方案多采用多套独立传感系统并联的方式，这不仅导致系统结构臃肿、成本高昂，而且难以保证多通道信号在时间尺度上的严格同步[6-8]。近年来，基于微波光子[9-10]、光频域反射[11]、调频连续波[12]等光纤干涉的复用传感技术，能够通过宽带光源与光谱解调技术实现空间相位的绝对测量，并且具备良好的多传感单元级联复用潜力，为光学电场的多点同步测量提供了极具前景的解决方案。

尽管基于光纤干涉的复用传感技术展现出了巨大的应用潜力，但其多通道信号的高精度解调仍面临严峻挑战。目前，该类系统主要依赖傅里叶变换（Fourier Transform，FT）将光谱信号由波长域（nm）转换至光频域（nm^{-1}）进行解调。然而，在实际解调过程中，受限于宽带光源输出光谱的有限带宽以及波数域的非均匀采样，直接应用快速傅里叶变换（Fast Fourier Transform，FFT）算法会引入严重的“窗口效应”与能量泄漏，导致频谱峰值展宽[13-14]。在复用多个传感单元时，各单元的腔长往往设计得较为接近，FFT展宽效应会导致相邻传感单元的干涉频谱峰发生严重的交叉混叠，极大降低了峰值定位的精确度。此外，多传感单元级联的系统还会引入系统干涉噪声，进一步增加了传感信号精确提取的难度。

针对上述电场多点同步测量需求，以及系统频域峰值展宽导致解调精度下降的问题，本文提出了一种基于光谱重构的光学电场多点同步测量高精度解调方法。首先，设计并搭建了基于铌酸锂（$LiNbO_3$，LN）晶体级联的光学电场多点同步测量系统，实现了多个节点电场的同步测量；其次，为克服传统FFT算法的局限性，采取离散腔长变换（Discrete Gap Transform，DGT）方法[15]，通过构建适用于非均匀采样的基函数，对光频域谱进行重构分析，锐化频域峰值，从算法层面解决多传感单元腔长相近时的峰值混叠难题；最后，结合本文搭建的多点测量系统，对系统的干涉噪声特性进行了理论剖析，为后续多通道复用系统的优化设计提供了理论指导。本文的研究成果为复杂电气环境下的高精度、准分布式光学电场测量提供了切实可行的技术途径。

1　电场多点同步测量方法

1.1　电场测量原理

LN晶体具有较好的电光特性，如图1所示，根据Pockels效应可知：当一束线偏振光沿LN晶体x轴向传播时，光束在晶体内分成两束偏振光，分别沿y轴向和z轴向振动；此时对z轴向施加电场E，其主轴折射率会发生变化。沿y轴和z轴向振动的折射率表示为：

$$\begin{cases} n_y = n_o - \dfrac{1}{2} n_o^3 \gamma_{13} E \\ n_z = n_e - \dfrac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E \end{cases} \tag{1}$$

式中，n_o为寻常光折射率，n_e为非寻常光折射率，γ_{13}和γ_{33}为晶体的电光系数。

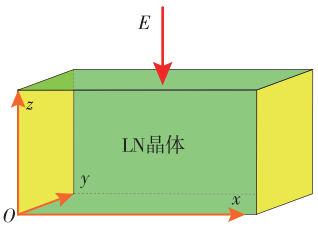


图1　LN晶体的一次电光效应（Pockels效应）

由于晶体内外存在折射率差，晶体会形成两个反射面，进而产生双光束干涉。又由于沿y轴向和z轴向振动的两束光之间互不干涉，在晶体内部会形成两个光学Fabry-Perot干涉仪（FPI），分别沿y轴向和z轴向振动。腔长为L的FPI干涉谱自由光谱范围（Free Spectral Range，FSR）可表示为：

$$\begin{cases} FSR_y = \dfrac{\lambda^2}{2n_y L} \\ FSR_z = \dfrac{\lambda^2}{2n_z L} \end{cases} \tag{2}$$

当外界电场改变时，干涉谱会发生平移，通过建立干涉谱的平移量$\Delta\lambda$与电场变化量ΔE的线性关系可实现电场的测量。沿y轴向和z轴向的干涉谱$\Delta\lambda$与ΔE的关系可表示为：

$$\begin{cases} \Delta\lambda_y = k_y \cdot \Delta E = \lambda\left(\dfrac{\mathrm{d}n_y}{\mathrm{d}E}\dfrac{1}{n_y}\right)\cdot\Delta E \\ \Delta\lambda_z = k_z \cdot \Delta E = \lambda\left(\dfrac{\mathrm{d}n_z}{\mathrm{d}E}\dfrac{1}{n_z}\right)\cdot\Delta E \end{cases} \tag{3}$$

式中，k_y，k_z分别为沿y轴向和z轴向的FPI灵敏度。

根据$\gamma_{13}=8.60\times10^{-6}$ m/V和$\gamma_{33}=30.80\times10^{-6}$ m/V可知，k_y和k_z分别为32.59 pm/（V·μm^{-1}）和109.09 pm/（V·μm^{-1}）。z轴向的FPI灵敏度要高于y轴向的，即在相同电场变化量下，z轴向的FPI干涉谱平移量更大，因此本文选择z轴向的FPI来测量电场。

1.2 多点同步测量模型

所提出的电场多点测量系统模型如图2所示，该系统是基于波长域实现的。由图中传感光路系统可知，该系统主要包括光源、环形器、光谱仪和若干FPI。光源发出的信号光经由环形器进入第一个FPI中，形成第一个干涉谱，随后依次进入后续FPI。所以信号光经过每一个FPI都会形成一个干涉谱，这些干涉谱最终经第k个FPI末端反射面被反射回环形器中，此时会产生一个混合叠加的干涉谱，该干涉谱包含每个单FPI的干涉谱信息，被光谱仪接收。因此，可得到多FPI叠加干涉谱的光强表达式为：

$$I_{\mathrm{rr}}^{i} = P_0 + \sum_{i=1}^{k} P_1^i \cos(2\varphi_i) + P_2^i \cos\left(2\cdot\sum_{i=1}^{k}\varphi_i\right) + P_3^i \cos\left\{2\cdot\left[\varphi_1 + \sum_{i=2}^{k}(-\varphi_i)\right]\right\} \tag{4}$$

式中，φ_i为相位；P_0为常数项；P_1^i为第i个FPI相位项的电场系数，由R，α和α_0所决定；P_2^i和P_3^i分别为第i个FPI相位和项、相位差项的电场系数。

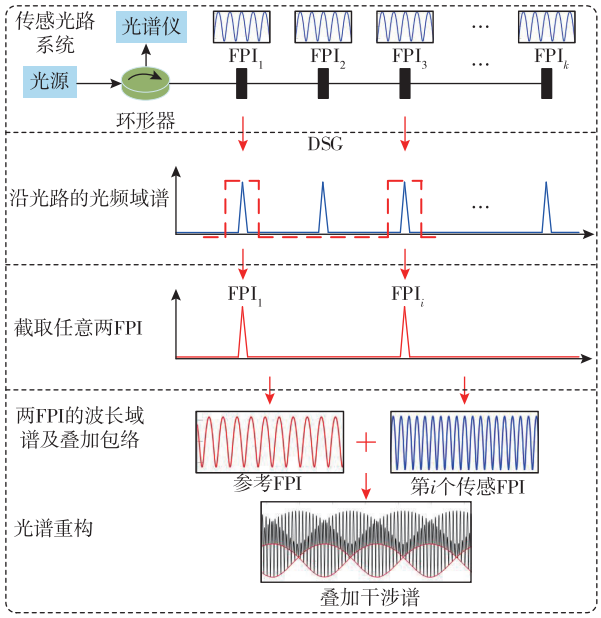


图2 电场多点测量系统模型

根据式（4）可知，叠加干涉谱中包含每个单独FPI的干涉谱分量，通过对混合叠加干涉谱做信号处理即可重构每个FPI的干涉谱。

首先，如图2中FPI的光域频谱所示，对干涉谱进行FT得到其光频域的光谱（nm^{-1}）。由于每个FPI具有不同FSR，经过FT后可在光频域谱中获得一系列的频率峰值，这些峰值与FPI一一对应。频率峰值的表达式为：

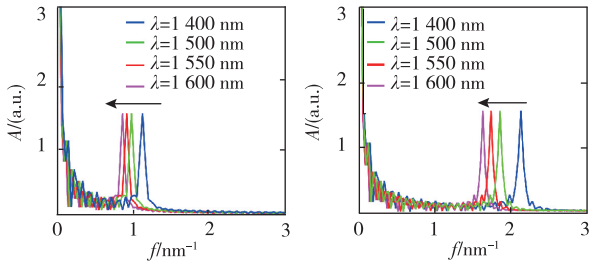
$$f = \frac{1}{FSR} = \frac{2nL}{\lambda^2} \tag{5}$$

由式（5）可知，根据每个频率峰值，就可定位到对应的FPI。

实际上，根据公式（2）可知，FPI的干涉谱周期FSR并非一成不变，而是会随着波长的增加而变大，这会导致频谱峰值随波长的增加而减小，且腔长越长的FPI频谱峰值变化越大。对腔长分别为500 μm和1 000 μm的FPI频谱峰值进行仿真，结果如图3所示，随着光波长增加两个频谱峰值均逐渐减小，腔长为500 μm的FPI频谱峰值变化为0.26 nm^{-1}，腔长为1 000 μm的FPI频谱峰值变化为0.50 nm^{-1}，后者是前者的近两倍。

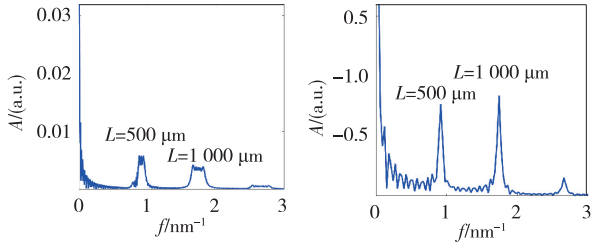
从另一个角度来看，当波长扫描范围增大，从如图3中的1 540～1 560 nm增加为1 500～1 600 nm时，上述问题就会导致光频域谱峰值发生展宽，如图4（a）所示，且腔长越长的展宽现象越明显。由于

波长域干涉谱的对比度为FT所对应频谱内峰值点振幅的加和，展宽越严重，频谱峰值振幅越低。这会导致传感器解调的分辨率下降，影响测量系统性能。由此可见，在有限波长扫描范围和波长域均匀采样条件下，随着腔长增加，干涉谱的非线性变化更加明显，当直接进行传统FT时，频谱峰展宽现象更加明显。因此，传统FT在宽谱、长腔长或多腔接近频率峰值条件下的适用性受到限制。



（a）腔长 500 μm 的 FPI 频谱峰值变化　（b）腔长 1 000 μm 的 FPI 频谱峰值变化

图 3　频谱峰值随波长平移现象



（a）传统 FT 产生的频谱峰值展宽　（b）DGT 方法的处理结果

图 4　传统傅里叶变换与离散腔长变换的频谱峰值对比

离散腔长变换（Discrete Gap Transform，DGT）方法可以有效解决上述问题。该方法是人为地构造一组函数，将该函数与FPI的输出光强做互相关，从而实现腔长的扫描，表达式如下：

$$I_{rr}(L)=\sum_{m=1}^{M} I_{rr}(\lambda_m,L)S(\lambda_m)\exp\left(j\frac{4\pi L_i}{\lambda_m}\right) \tag{6}$$

式中，m为光波长阶数，M为光谱采样点数；$I_{rr}(\lambda_m,L)$为FPI的波长域干涉谱，$S(\lambda_m)$为光源功率谱密度。

在DGT算法中，所采用的匹配滤波函数是复指数形式，因此需要给出式（6）的模表达式，即：

$$\left|I_{rr}(L)\right|^2=\left[\sum_{m=1}^{M} I_{rr}(\lambda_m,L)S(\lambda_m)\cos\left(\frac{4\pi L_i}{\lambda_m}\right)\right]^2+\left[\sum_{m=1}^{M} I_{rr}(\lambda_m,L)S(\lambda_m)\sin\left(\frac{4\pi L_i}{\lambda_m}\right)\right]^2 \tag{7}$$

实际上，DGT在本质上就是FT，本文将进行如下分析做比较。由于波长λ与频率v关系为$\lambda=c/v$（c为真空中光速），可以得到光强输出与光频率之间的关系，即：

$$I_{rr}^i=\sum_{i=1}^{k}P_1^i\cos\left[2\varphi_i(v)\right]+P_2^i\cos\left[2\cdot\sum_{i=1}^{k}\varphi_i(v)\right]+P_3^i\cos\left\{2\cdot\left\{\varphi_1(v)+\sum_{i=2}^{k}\left[-\varphi_i(v)\right]\right\}\right\} \tag{8}$$

式中，$\varphi_i(v)$的表达式为：

$$\varphi_i(v)=\frac{4\pi n_i L_i v_i}{c} \tag{9}$$

由于干涉谱是利用光谱仪对波长数据采样得到的，其频域的间隔是非均匀的，此时需要使用非均匀离散傅里叶变换。输出光强的离散表达式为：

$$I_{rr}(v,L)=\sum_{i=1}^{k}P_1^i\cos\left[\frac{4\pi n_i L_i}{c}(v_i^0+m\cdot\Delta v_i)\right]+P_2^i\cos\left\{2\cdot\sum_{i=1}^{k}\left[\frac{4\pi n_i L_i}{c}(v_i^0+m\cdot\Delta v_i)\right]\right\}+P_3^i\cos\left\{2\cdot\left[\frac{4\pi n_1 L_1}{c}(v_1^0+m\cdot\Delta v_1)+\sum_{i=2}^{k}\left[\frac{-4\pi n_i L_i}{c}(v_i^0+m\cdot\Delta v_i)\right]\right]\right\} \tag{10}$$

式中，v_i为第i个FPI的光频率，Δv_i为第i个FPI的光频率间隔。

再进行非均匀离散傅里叶变换可得：

$$I_{rr}(k)=\sum_{m=1}^{N} I_{rr}(v,L)\exp\left[-j2\pi v_i(m)f(k)\right] \tag{11}$$

式中，N为光谱数据的长度，$f(k)$为FT后的频率，$k=1,2,3,\cdots,N$。

因此，同样可得到式（11）的模表达式：

$$\left|I_{rr}(k)\right|^2=\left\{\sum_{m=1}^{N} I_{rr}(v,L)\cos\left[2\pi v_i(m)f(k)\right]\right\}^2+\left\{\sum_{m=1}^{N} I_{rr}(v,L)\sin\left[2\pi v_i(m)f(k)\right]\right\}^2 \tag{12}$$

通过比较公式（7）和（12）可知，DGT本质上等同于非均匀离散傅里叶变换。在DGT的过程中，FT相当于增大了光源的带宽，进而提高了解调精度。图4（b）是对图4（a）中的波长域干涉谱应用DGT方法所得到的频谱峰值，可以看到频谱峰值处未出现展宽现象，效果更优于图4（a）。

其次，如图2中截取出的任意两FPI和两FPI的波长域谱及叠加包络所示，根据需求对频域谱施加带通滤波“提取”任意两个FPI的干涉谱，同时将

其他频谱(包括噪声)抑制为0。此外,本文将游标效应[16]应用到所提出的电场多点测量系统中,根据实际需求将任一提取出的FPI当作参考腔,再选择提取出的其他FPI作为传感腔与之相匹配产生游标效应,将灵敏度放大M倍。同时,由于每个FPI腔的长度不一致,可以在测量过程中灵活地配置M因子。因此,在本系统中,通过测量游标效应的包络平移,既可实现多点测量,又提高了测量灵敏度。

1.3 系统干涉噪声分析

随着传感单元复用数量的增加,多个传感FPI的FSR不可避免地趋于相近,导致光频域内频谱峰值产生串扰,进而引发干涉谱解调偏差,即产生干涉噪声。

由于本文引入了谐波游标效应,系统存在不同阶次的游标效应,即$i=0,1,2,\cdots,n$。所以可将FSR分为i个FSR相近的FPI组,所建立的干涉噪声模型如图5所示。为便于分析,本文仅考虑i为0~2的情况,因此可得到三个主要的频率Δf_0,Δf_1和Δf_2,以及与这三个频率相近的频率峰值组$\Delta f_0+f_{rj}^0$,$\Delta f_2+f_{rj}^1$和$\Delta f_3+f_{rj}^2$,$j=0,1,2,\cdots,n$。其中f_{rj}^0,f_{rj}^1和f_{rj}^2表示该FPI与所在组的第一个FPI之间频率差值,FPI_1^0为系统中的参考FPI。

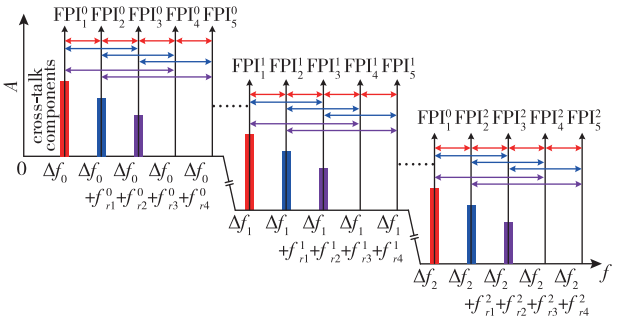


图5 系统干涉噪声模型

在上述情况下,每组中相邻的两个FPI(如FPI_1^0和FPI_2^0,FPI_2^0和FPI_3^0,并依此类推)产生的干涉噪声δ将施加给前者光频谱中,所以对于任意一个FPI实际解调出的干涉谱应表示为:

$$\begin{cases} FPI_k^0 = FPI_k^0 + \delta_{k+1}^0, & i=0 \\ FPI_k^1 = FPI_k^1 + \delta_{k+1}^1, & i=1 \\ FPI_k^2 = FPI_k^2 + \delta_{k+1}^2, & i=2 \end{cases} \tag{13}$$

每组中间隔为1的两个FPI(如FPI_1^0和FPI_3^0,FPI_2^0和FPI_4^0,并依此类推)产生的干涉噪声将施加给中间的FPI光频谱中(如FPI_2^0,FPI_3^0,依此类推),所以此时可得:

$$\begin{cases} FPI_{k+1}^0 = FPI_{k+1}^0 + \delta_k^0 + \delta_{k+2}^0, & i=0 \\ FPI_{k+1}^1 = FPI_{k+1}^1 + \delta_k^0 + \delta_{k+2}^0, & i=1 \\ FPI_{k+1}^2 = FPI_{k+1}^2 + \delta_k^0 + \delta_{k+2}^0, & i=2 \end{cases} \tag{14}$$

每组中间隔为2的两个FPI(如FPI_1^0和FPI_4^0,FPI_2^0和FPI_5^0,并依此类推)产生的干涉噪声将叠加到中间第二个FPI光频谱(如FPI_3^0,FPI_4^0,依此类推)中,所以此时可得:

$$\begin{cases} FPI_{k+2}^0 = FPI_{k+1}^0 + \delta_k^0 + \delta_{k+3}^0, & i=0 \\ FPI_{k+2}^1 = FPI_{k+1}^1 + \delta_k^0 + \delta_{k+3}^0, & i=1 \\ FPI_{k+2}^2 = FPI_{k+1}^2 + \delta_k^0 + \delta_{k+3}^0, & i=2 \end{cases} \tag{15}$$

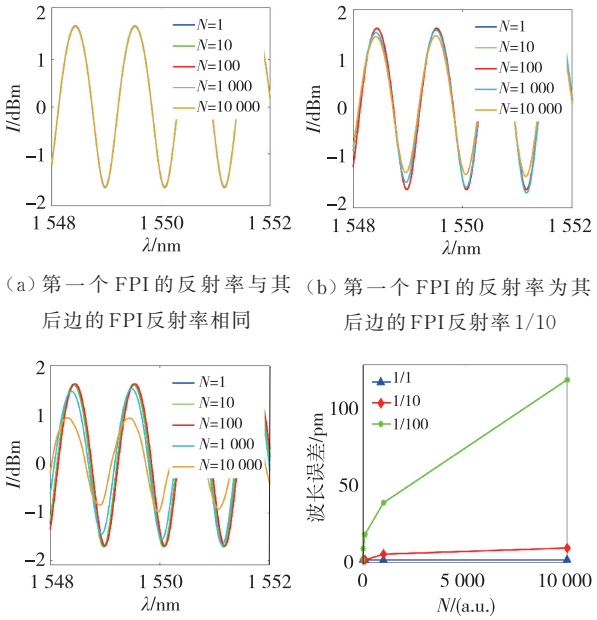
根据上述分析依此类推,可知每个频率峰值组中第一个FPI的干涉噪声最大,随后噪声依次减弱,组中最后一个FPI的光频谱不会受到影响。对上述分析进行仿真验证,由于FPI的反射率会影响系统的传感单元复用数量,在仿真中可以设置以下三种情况:组内第一个FPI的反射率与其后边的FPI反射率相同,组内第一个FPI的反射率为其后边的FPI反射率1/10,组内第一个FPI的反射率为其后边的FPI反射率1/100。

以$i=0$为例进行仿真,此时的游标效应类型属于基础式游标,所以噪声是叠加在系统的参考FPI中。当组内第一个FPI的反射率与其后边的FPI反射率相同时,结果如图6(a)所示,当只有参考FPI存在时,系统不存在干涉误差,即干涉谱不存在波长误差,所以可将参考FPI的干涉谱设为标准波形,从而得到其他干涉谱的波长误差来衡量系统的性能。从图中可知,随着传感单元复用数量增加,传感FPI的干涉谱波长并没有任何变化,表明在反射率都相同的情况下,系统的干涉噪声不会对光谱的解调带来影响,可以忽略不计。

当组内第一个FPI的反射率为其后边的FPI反射率1/10时,结果如图6(b)所示,当传感单元复用数量小于1 000时,干涉光谱几乎没有变化,而当复用数量超过1 000时,干涉谱波长则发生了微小的变化。当组内第一个FPI的反射率为其后边的FPI反射率1/100时,结果如图6(c)所示,随着传感单元复用数量的增多,反射谱的波长发生明显变化,且当数量达到10 000时干涉谱波形也发生了变形,表明此时干涉噪声已严重干扰了系统的解调。

不同反射率比值下的传感单元复用数量与波长误差关系如图6(d)所示,当反射率都相同时,波长误差不随着传感单元数量变化而变化,均表现为0 pm,此时干涉噪声不对系统的解调造成影响。当

反射率比值为1/10时，波长误差在传感单元复用数量增加至100时都为0 pm，当复用数量增加至1 000时则为3.80 pm，当复用数量增加至10 000时，波长误差为7.90 pm。由此可见，传感单元复用数量一旦超过1 000，干涉噪声就会对系统的解调产生影响。当反射率比值为1/100时，波长误差在传感单元复用数量增加至10个时为7.50 pm，而当复用数量增加到10 000时则高达120 pm，这表明此时干涉噪声已经对系统解调产生严重的影响，极大降低了系统测量准确度。上述结果对于其他组（i=1和2）也是相同的。



（a）第一个FPI的反射率与其后边的FPI反射率相同　（b）第一个FPI的反射率为其后边的FPI反射率1/10

（c）第一个FPI的反射率为其后边的FPI反射率1/100　（d）不同反射率比值下传感单元复用数量与波长误差关系

图6　干涉噪声仿真结果

因此，在电场多点同步测量系统的设计过程中，有两点需要注意：第一，为减小系统干涉噪声，应尽量避免FPI的频率太过于相近。事实上，可以通过设置带通滤波的截止频率范围，从而降低其他FPI对所提取FPI的频率干扰。第二，当传感单元复用数量较多时，应尽量避免后端FPI的反射率大于前端FPI的反射率，从而降低干涉噪声对系统解调的干扰。

2　电场多点同步测量实验

2.1　测量系统搭建

首先制作准分布式多点光学电场传感头。选取3块X切LN晶体，$x\times y\times z$尺寸分别为1 080 μm×5 000 μm×5 000 μm，1 040 μm×5 000 μm×5 000 μm和2 085 μm×5 000 μm×5 000 μm。为减小晶体间光损耗，本文直接将3块晶体沿x轴向平行排列，依次放置于一个U-bench中，如图7所示。

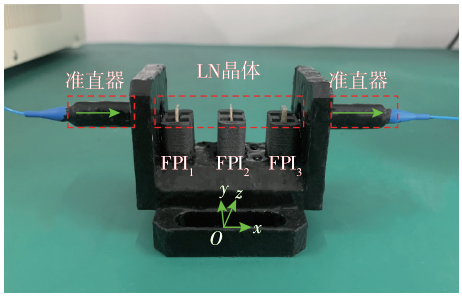


图7　准分布式多点光学电场传感头

三块晶体都为x轴通光，z轴施加电场，晶体的反射率都为50%。入射光通过光纤准直器依次进入三个FPI，并形成三个沿z轴向的干涉谱。最后，三个FPI叠加混合后的干涉谱通过光纤准直器进入光谱仪并显示出来。根据晶体的腔长可得出三个FPI的理论FSR分别为0.52，0.54和0.27 nm。其中，FPI_1不施加电场，作为电场参考腔；FPI_2和FPI_3施加电场，作为电场传感腔。FPI_1可与FPI_2相匹配激发基础式游标，理论M因子为26。FPI_1可与FPI_3相匹配激发谐波式游标，谐波阶数i=1，理论M因子为31。同时，考虑到温度对电场测量的影响，将FPI_1作为温度传感器实现系统的温度补偿。

首先，将传感头接入如图8所示的测试系统中，可得到混合叠加的干涉谱输出，如图9(a)所示。对应的光频域谱如图9(b)所示，图中可得到三个频谱峰值分别为1.92 nm^{-1}，1.85 nm^{-1}和3.71 nm^{-1}，对应着FPI_1，FPI_2和FPI_3干涉谱。其次，对每个峰值进行带通滤波可得到每个FPI的干涉谱，再将得到的干涉谱分别叠加就可得到对应的包络干涉谱，结果如图9(c)和(d)所示。其中，基础式游标包络的FSR为14.05 nm，谐波式游标内包络的FSR为16.05 nm。

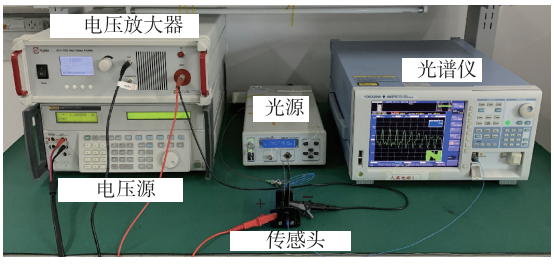
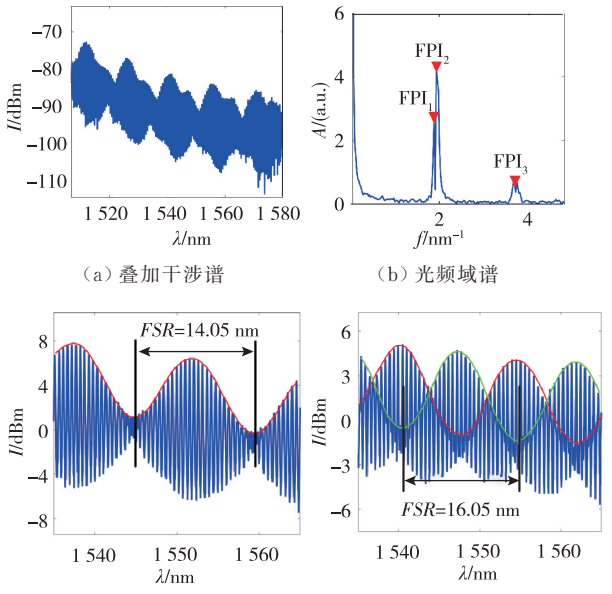


图8　多点传感器测试系统



（a）叠加干涉谱 （b）光频域谱

（c）提取出的基础式游标干涉谱 （d）提取出的谐波式游标干涉谱

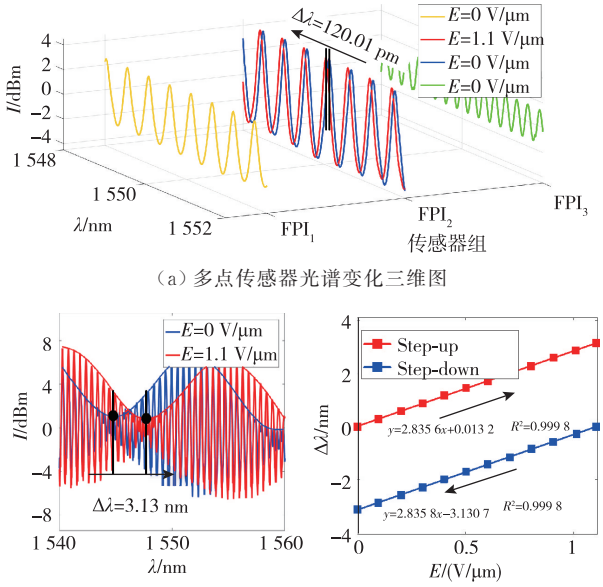
图9 三个FPI级联系统输出的干涉谱

2.2 多点电场测试

为验证系统的多点同步测量性能，首先对FPI_2单独施加电场，电场从0升高至1.1 V/μm，每次间隔0.1 V/μm。测试结果如图10所示，三维图形显示出随着电场的增加只有FPI_2的光谱发生蓝移，而其他两个FPI均未发生任何变化。其中，FPI_2的光谱平移量为120.01 pm，FPI_1和FPI_2叠加产生的包络平移量则为3.13 nm，是前者的约26倍。包络所对应的灵敏度如图10(c)所示，线性拟合公式分别为$y=2.835\ 6x+0.013\ 2$（升）和$y=2.835\ 8x-3.130\ 7$（降），且具有良好的线性度（$R^2=0.999\ 8$），实验中不存在光谱混叠无法识别问题。

其次，对FPI_3单独施加电场，电场变化与上文相同，测试结果如图11所示。同样地，随着电场增加只有FPI_3的光谱发生蓝移，其他两个FPI均未发生任何变化。FPI_3平移量与上文FPI_2相同为120.01 pm。FPI_1和FPI_3叠加产生的内络平移量则为3.72 nm，是FPI_3的约31倍。内包络所对应的灵敏度如图11(c)所示，线性拟合公式分别为$y=3.365\ 6x-0.011\ 2$（升）和$y=3.366\ 0x+3.723\ 9$（降），且具有良好的线性度。

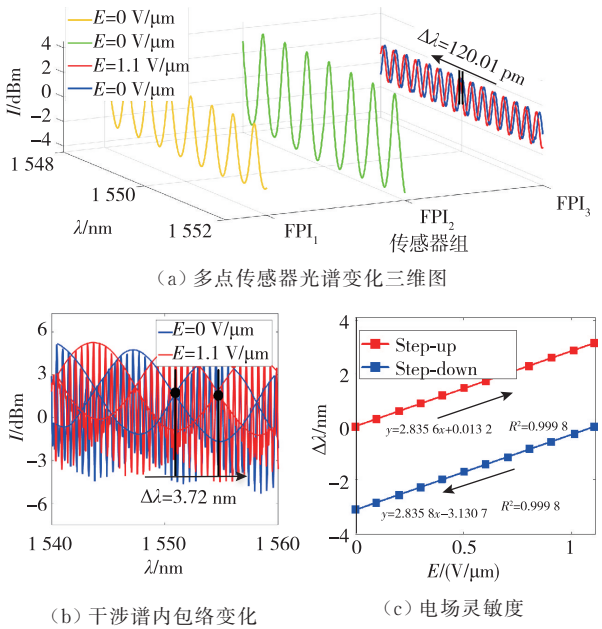
为更进一步验证系统的准分布传感特性，同时也验证系统的重复性，间隔72小时后再次对FPI_2和FPI_3同时施加电场，电场变化与上文相同，测试结果如图12所示。随着电场的升高，两FPI的干涉谱同时发生蓝移，且平移量均为120.01 pm，正如图12(a)所示，证明该系统具备多点同步测量能力。本次测量得到的包络电场灵敏度如图12(b)和(c)所示，基础式游标包络线性拟合公式为$y=2.838\ 7x-0.008\ 8$（升）和$y=2.837\ 1x-3.116\ 4$（降），谐波式游标内包络线性拟合公式为$y=3.367\ 5x-0.008\ 0$（升）和$y=3.366\ 6x+3.711\ 9$（降），都具有良好的线性度（$R^2=0.999\ 8$）。



（a）多点传感器光谱变化三维图

（b）干涉谱包络变化 （c）电场灵敏度

图10 单独对FPI_2施加电场的测试结果



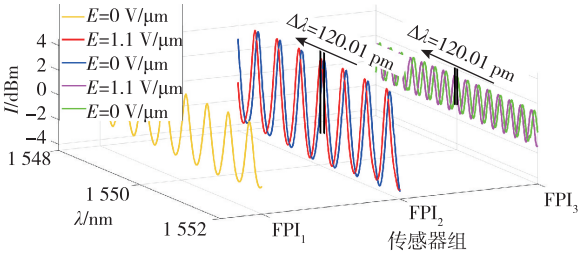
（a）多点传感器光谱变化三维图

（b）干涉谱内包络变化 （c）电场灵敏度

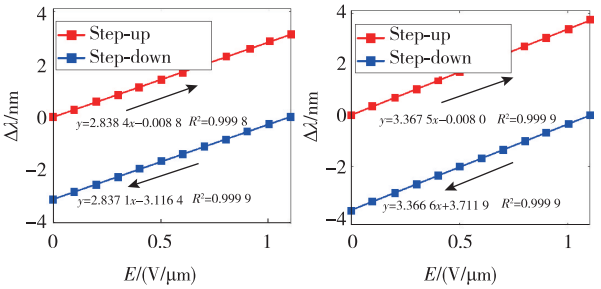
图11 单独对FPI_3施加电场的测试结果

多次实验计算出的基础式游标包络的电场灵敏度稳定在（2.84±0.001 7）nm/(V·μm^{-1})，两次测量重复性误差为2.20×10^{-3}，相比单FPI，灵敏度

实际放大了约 26 倍。谐波式游标包络的电场灵敏度稳定在(3.37±0.001 1) nm/(V·μm^{-1}),两次测量重复性误差为 6.54×10^{-4},相比单 FPI,灵敏度实际放大了约 31 倍。上述实验表明,基于 DGT 方法的多点同步测量系统可以检测出多个 FPI 的干涉谱变化,不存在光谱混叠无法识别问题,从算法层面解决了多传感单元腔长相近时的峰值混叠难题,且系统具有较好的稳定性与重复性。同时,该测试系统也利用游标效应提高了测量灵敏度。



(a) 多点传感器光谱变化三维图



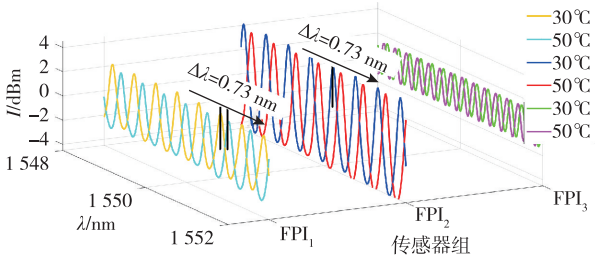
(b) 基础式游标电场灵敏度　　(c) 谐波式游标电场灵敏度

图 12　间隔 72 小时后对 FPI$_2$ 和 FPI$_3$ 施加电场的测试结果

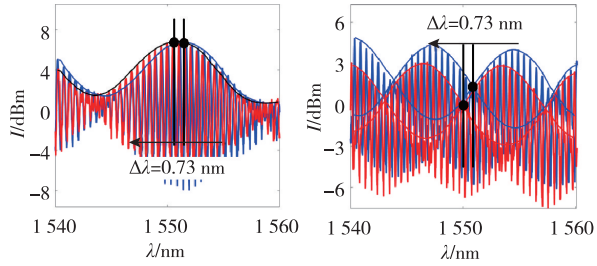
2.3　温度特性测试

此外,考虑到温度对传感器的影响,本文开展了系统的温度特性测试并进行温度补偿。将整个传感头放置于温度控制箱内,设置温度变化范围为 30℃～50℃,每次间隔 2℃。测试结果如图 13 所示,由于 3 块晶体具有相同的热膨胀系数与热光系数,三个 FPI 的光谱平移量均为 0.73 nm。同样可得到两个包络的平移量,均为 0.73 nm,测量灵敏度没有被放大。可以得到单 FPI、基础式游标包络和谐波式游标内包络的灵敏度如图 14 所示,均为 0.04 nm/℃。

根据文献[16]中所提到的温度补偿方法,本文进行如下温度补偿特性测试。将传感头放置于温控箱内,设置温度变化为 30℃～50℃,记录 30℃,50℃的温度点干涉谱,同时在变化中间取一温度点进行记录,共计 3 个温度点,每个温度点间隔 2 min 记录一个数据。测试时对 FPI$_2$ 和 FPI$_3$ 施加 0.60 V/μm 的电场,记录数据得到干涉谱的变化,测试结果如图 15 所示。

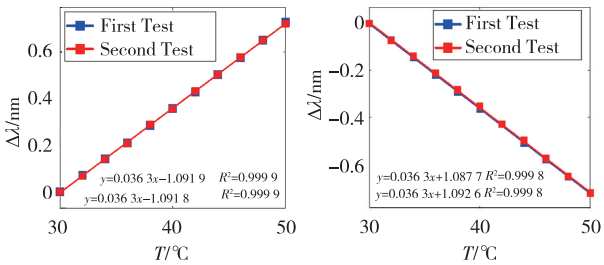


(a) 多点传感器光谱变化三维图

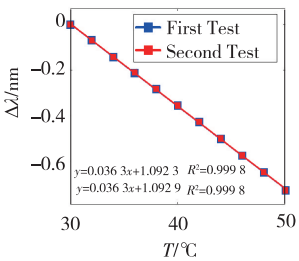


(b) 基础式游标包络变化　　(c) 谐波式游标内包络变化

图 13　系统温度测试结果



(a) 单 FPI 温度灵敏度　　(b) 基础式游标包络温度灵敏度

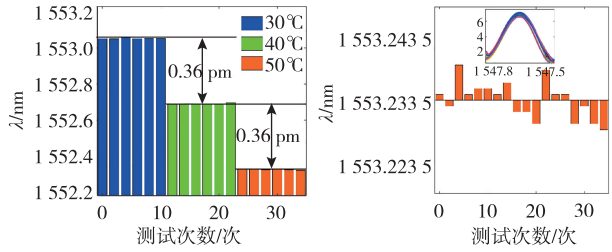


(c) 谐波式游标包络温度灵敏度

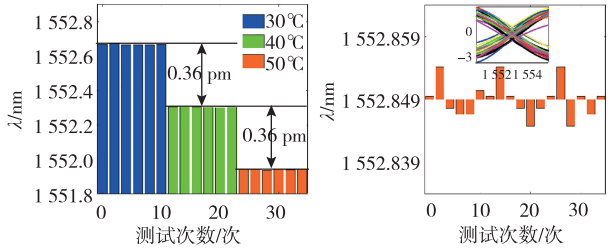
图 14　温度灵敏度

基础式游标包络波长点变化为 1 553.053 9 nm～1 552.689 5 nm～1 552.324 7 nm,波的平移量为 0.36 nm,因此对应的温度点为 40℃。温度补偿后的波长分布如图 15(b)所示,均值为 1 553.233 5 nm,对应包络在 0.60 V/μm 时的位置,标准差为 2.94×10^{-3}。谐波式游标内包络波长点变化为 1 552.667 8 nm～1 552.304 8 nm～1 551.942 3 nm,波长平移量为 0.36 nm,中间的温度点为 40℃。温度补偿后的波长分布如图 15(d)所示,均值为 1 552.849 0 nm,对应内包络在 0.60 V/μm 时的位

置，标准差为 2.89×10^{-3}。实验表明每组进行温度补偿后的光谱几乎完全重叠，具有较好的温度补偿效果。



（a）基础式游标温补前 1 550 nm 附近波长点变化　（d）基础式游标温补后 1 550 nm 附近波长点分布



（c）谐波式游标温补前 1 550 nm 附近波长点变化　（d）谐波式游标温补后 1 550 nm 附近波长点分布

图 15　温度补偿测试结果

3　结论

本文提出并验证了一种基于光谱重构的光学电场多点同步测量及高精度解调方法，有效解决了复用传感系统中频域峰值混叠导致解调精度下降的技术难题。通过搭建三块 LN 晶体级联的电场测量系统并引入 DGT 算法，克服了传统 FT 中固有的频谱展宽与能量泄漏问题。研究结果表明，DGT 算法能够通过精确重构干涉光谱显著锐化频域峰值，成功且精准地分离了由腔长相近引起的混叠信号，提升了多通道微弱传感信号的提取精度与分辨率。实验验证显示，系统在稳态电场测量中的灵敏度最高可达 $(3.37\pm0.001\ 1)\ \mathrm{nm/(V\cdot\mu m^{-1})}$，测量重复性误差为 6.54×10^{-4}，充分验证了该多点同步测量方案的高效性与可靠性。同时，针对测量系统中寄生干涉噪声特性的理论剖析，为后续更大规模传感器网络的级联复用与结构优化提供了重要指导。综上所述，所提方法不仅在理论和算法层面突破了多点信号同步解调的限制，更为智能电网复杂电磁环境的三维空间感知、电力设备绝缘状态的精准评估以及多点安全监测奠定了坚实的技术基础。

参考文献：

[1] Strasser T, Andrén F, Kathan J, et al. A review of architectures and concepts for intelligence in future electric energy systems [J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2015, 62(4): 2424-2438.

[2] 朱雪琼，李　群，胡成博，等. 改进谐振微环结构的集成硅光子电场传感器[J]. 半导体光电，2025，46(1)：49-56.
Zhu Xueqiong, Li Qun, Hu Chengbo, et al. Integrated silicon photonic electric field sensor with improved resonant microring structure [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2025, 46(1): 49-56.

[3] 张家洪，陈福深，孙　豹. 集成光波导强电场传感器天线电极仿真分析[J]. 半导体光电，2014，35(6)：996-999.
Zhang Jiahong, Chen Fushen, Sun Bao. Simulation of the antenna and electrode for intense integrated optical waveguide sensor [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2014, 35(6): 996-999.

[4] Zhang J, Wang X, Zhang Y. $LiNbO_3$ crystal intense electric field sensor coupled with twisted polarization maintaining fiber [J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2023, 72: 7005110.

[5] 唐文虎，黄文威，郭采珊，等. 分布式智能电网的理论发展与技术体系[J]. 电网技术，2025，49(3)：855-867.
Tang Wenhu, Huang Wenwei, Guo Caishan, et al. Exploration on theoretical and technological framework of distributed smart grid [J]. Power System Technology, 2025, 49(3): 855-867.

[6] Rahmatian F, Chavez P P, Jaeger N A F. 230 kV optical voltage transducers using multiple electric field sensors [J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2002, 17(2): 417-422.

[7] Chavez P P, Jaeger N A F, Rahmatian F. Accurate voltage measurement by the quadrature method [J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2003, 18(1): 14-19.

[8] He Y, Yang Q, Sun S, et al. A multi-point voltage sensing system based on PZT and FBG [J]. International Journal of Electrical Power & Energy Systems, 2020, 117: 105607.

[9] Zhu C, Roman M, Zhuang Y, et al. Distributed fiber optic sensing with enhanced sensitivity based on microwave-photonic Vernier effect [J]. Optics Letters, 2022, 47(11): 2810-2813.

[10] Huang J, Lan X, Luo M, et al. Spatially continuous distributed fiber optic sensing using optical carrier based microwave interferometry [J]. Optics Express, 2014, 22(15): 18757.

[11] Feng Z, Tang Y, Cheng Y, et al. High-spatial-resolution quasi-distributed fiber sensing technique based on cascaded FP cavities and DSP algorithm [J]. Journal of Lightwave Technology, 2024, 42(6): 2186-2192.

[12] Zhu Z, Ba D, Liu L, et al. Multiplexing of fabry-Pérot sensor by frequency modulated continuous wave interferometry for quais-distributed sensing application [J]. Journal of Lightwave Technology, 2021, 39(13): 4529-4534.

[13] Yang H, Tong X, Cui Z, et al. Demodulation algorithm for optical fiber F - P sensor[J]. Applied Optics, 2017, 56(26): 7450.

[14] Wu Y, Xia L, Cai N, et al. A highly precise demodulation method for fiber Fabry-Perot cavity through spectrum reconstruction [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2018, 30(5): 435-438.

[15] Musa S M. Real-Time Signal Processing and Hardware Development for a Wavelength Modulated Optical Fiber Sensor System [D]. Blacksburg: Virginia Polytechnic Institute and State University, 1997.

[16] Wang G, Wang Y, Wang Z, et al. Ultrasensitive optical electric field sensor based on harmonic vernier effect [J]. IEEE Sensors Journal, 2024, 24(3): 2815-2821.

作者简介：

王永光(1995—)，男，黑龙江省佳木斯市人，助理研究员，主要从事光学测量方向研究。