

准分布式声波传感系统瑞利散射串扰抑制技术

路阳, 李俐凡, 黄秋阳, 王建飞, 胡晓阳, 陈默*, 孟洲

国防科技大学气象海洋学院, 湖南长沙 410073

摘要 提出一种瑞利散射信号诱导串扰抑制技术。理论分析表明,采用相位调制器对高相干连续光施加余弦相位调制,可通过设置相位调制频率抑制瑞利散射信号和由其诱导产生的通道串扰,余弦相位调制的幅度越大,串扰抑制效果越好。以基于弱反射率光纤光栅的准分布式声波传感系统为例,开展了瑞利散射诱导通道串扰抑制技术实验研究,实验中串扰抑制了 23.85 dB,实验结果验证了所提方法的有效性。

关键词 光纤光学; 光纤传感; 分布式光纤传感; 分布式声波传感; 光纤布拉格光栅

中图分类号 TN247 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231568

1 引言

光纤分布式声波传感(DAS)探测技术因具有传感阵列结构简单、传感通道复用规模大、探测范围广等优势,在地震波检测、道路交通流量监测和水声探测等领域具有重大应用价值^[1-8]。由于普通单模光纤瑞利散射系数低,每米光纤的反射率仅为 10^{-7} (-70 dB),导致 DAS 噪声水平高,无法满足微弱声信号探测需求。相干衰落导致 DAS 的噪声水平在光纤各处一致性较差,且噪声水平随光纤晃动进一步恶化,导致光纤以静置为主。

为了降低 DAS 的噪声水平,最直接的方法是提升光纤瑞利散射系数,现有方法为紫外光照射法和掺杂法^[9-10]。上述方法虽能提升瑞利散射光强度信噪比,改善 DAS 探测噪声,但是无法避免衰落噪声以及衰落噪声产生的影响。另一种有效提升光信号强度信噪比的技术手段是在光纤沿线周期刻蚀光纤布拉格光栅(FBG, 后文简称光纤光栅)。虽然该技术属于准分布式声波传感(qDAS)技术,但是该技术不再利用光纤瑞利散射信号,不仅提升探测光强度信噪比,还避免相干衰落对探测噪声的影响。由于光纤光栅的反射率较大(典型值为 10^{-2} , 即 -20 dB),光脉冲在相邻 FBG 间多次反射后强度信噪比依然较高。上述多次反射的光脉冲信号将在传感通道间诱导产生串扰,导致探测信号失真^[11]。同时,FBG 高反射率导致插入损耗较高,限制了 FBG 光纤阵列的复用规模,进而限制了 qDAS 的探测覆盖范围。

光纤微加工技术的发展孕育了一种新型 qDAS 技

术。该技术通过在光纤沿线周期刻蚀弱反射点来实现 qDAS。弱反射点为弱反射率光纤光栅(wFBG)或受飞秒激光作用折射率调制的光纤^[12-15]。弱反射点的反射率典型值为 3.16×10^{-5} (-45 dB)。该反射率既可以有效改善光信号强度信噪比,又能够降低传输损耗,复用 10000 个弱反射点的插入损耗小于 1 dB,极大提升了阵列复用规模,拓展了探测覆盖范围。以反射率典型值为 -45 dB 的 wFBG 为例,光脉冲在 wFBG 间经三次反射后,反射率低至 -135 dB,远低于瑞利散射的反射率,可忽略不计。因此,使用弱反射点可以避免由光脉冲多次反射导致的通道串扰。近年来,由于具备优异的探测能力,基于弱反射点的 qDAS 已成为分布式光纤传感领域的研究热点,具有更广泛的应用前景。

基于弱反射点的 qDAS 探测技术以干涉光脉冲为探测信号,通过相位解调技术获取干涉脉冲信号的相位信息,可以同时获得外界声波的频率、幅度、相位和位置的完整信息。实际上,探测光脉冲在弱反射点光纤阵列传输过程中还会产生瑞利散射光,这些散射光沿光纤反向传输,并与反射光脉冲同时被收集。以 100 ns 脉宽光脉冲为例,探测光脉冲覆盖光纤长度为 20 m。弱反射点光纤阵列使用常规单模光纤,每米光纤的瑞利散射的反射率约为 10^{-7} (-70 dB),20 m 光纤的瑞利散射率达到 2×10^{-6} ,与弱反射点的反射率 (3.16×10^{-5}) 相近。此时,瑞利散射光会在相邻的探测通道间引入串扰,严重影响 qDAS 系统还原声信号的真实度和定位精度。

抑制瑞利散射诱导通道串扰的核心是抑制瑞利散

收稿日期: 2023-09-18; 修回日期: 2023-11-20; 录用日期: 2023-12-07; 网络首发日期: 2023-12-12

基金项目: 国家自然科学基金(12204542)、科技部重点研发计划(2022YFB3205302, 2022YFC3103503)

通信作者: *suiningchenmo@163.com

射信号强度且保证干涉光脉冲强度不变。瑞利散射信号的强度由光脉冲覆盖光纤范围内产生的多个瑞利散射光之间的多光束干涉所决定。多光束干涉过程包括任意两个瑞利散射光间的干涉过程和多个干涉信号间的叠加过程。因此,抑制瑞利散射信号强度的基本思路是抑制上述干涉或叠加过程。由于干涉光脉冲和瑞利散射源自同一个光源,抑制瑞利散射光间干涉的同时也会抑制干涉光脉冲的形成,从而降低干涉光脉冲的强度,恶化声波探测的噪声水平。

本文以基于 wFBG 的 qDAS 为例,以抑制瑞利散射光形成的多个干涉信号之间的叠加过程为基本思路,开展瑞利散射诱导通道串扰抑制技术研究。首先介绍基于 wFBG 的 qDAS 系统,并以实验结果展示瑞利散射诱导通道串扰。其次,提出基于余弦相位调制的瑞利散射诱导通道串扰抑制技术,并对其工作原理进行了理论分析。采用由 7 个 wFBG 组成的光纤阵列,本文开展了瑞利散射诱导通道串扰抑制技术实验研究,实验结果验证了余弦相位调制技术能够有效抑制瑞利散射诱导通道串扰。

2 基本原理

2.1 基于 wFBG 的 qDAS 系统

首先介绍基于 wFBG 的 qDAS 系统组成和传感原理。图 1 为基于 wFBG 的 qDAS 系统的示意图。系统采用直接探测方法,利用高频外差技术从干涉光脉冲时变强度中解调获取代表声信号的光相位信息,利用偏振切换技术抑制偏振衰落噪声^[16]。窄线宽激光器(Laser, RIO ORIONTM)产生光频为 ν 、线宽为 3 kHz、功率为 12 mW 的高相干连续激光被声光调制器[AOM 1, SGTF200-1550-1P(H)]进行强度调制,以重复频率 $f_p=100$ kHz 生成脉冲宽度 $W=100$ ns 的探测光脉冲。相较于连续激光,探测光脉冲的光频下移 200 MHz。由光纤耦合器(OC 1 和 OC 2)、声光调制器(AOM 2, SGTF20-1550-1P)和延迟光纤组成的非平衡马赫-曾德尔(M-Z)干涉仪将光脉冲转化成具有光频差 $\Delta\nu=20$ MHz 和光程差为 $n_e L_{Mz}$ 的双光脉冲,其中 n_e 为光纤有效折射率, L_{Mz} 为 M-Z 干涉仪的臂差,途经 M-Z 干涉仪短、长臂的光脉冲的中心光频分别为 $\nu_1=\nu-200$ 和 $\nu_2=\nu-200+\Delta\nu$,光频单位为 MHz。经掺铒光纤放大器(EDFA, BG-PEDFA)功率放大后,峰值功率为 120 mW 的双光脉冲的偏振态被偏振切换器(PS, PSW-LN)进行周期性调制,在 XX、XY、YY、YX 四组偏振组合状态间循环变化,变化频率为 $f_p/4$,其中 X 和 Y 分别表示两个正交光偏振状态。wFBG 阵列由等间隔 L 刻蚀了 D 个 wFBG 的光纤组成,相邻两个 wFBG 构成一个法布里-珀罗干涉仪(FPI),作为传感通道用于感应外界声波信号,这样 wFBG 阵列就包含了 $D-1$ 个 FPI。双光脉冲通过环形器注入 wFBG 阵列,获得阵列中 FPI 输出的 $D+1$ 个脉冲光信号,其

中第 2 个至第 D 个返回脉冲光信号为干涉脉冲信号,依次对应 $D-1$ 个 FPI 输出的干涉信号。由于双光脉冲中两个光脉冲间存在光频差 $\Delta\nu=20$ MHz,干涉脉冲信号为频率为 $\Delta\nu$ 的拍频信号, $\Delta\nu$ 大于 f_p 。偏振态分别为 XX、XY、YY、YX 的四组双光脉冲依次注入 wFBG 阵列,即完成 1 次对 wFBG 阵列中 $D-1$ 个 FPI 的访问,共访问 H 次,访问频率为 $f_p/4$;对于第 h 次访问($h=1, 2, 3, \dots, H$)偏振态为 mn 的双光脉冲注入 wFBG 阵列后,返回的第 $d+1$ 个脉冲光信号为第 d 个干涉脉冲,其强度为 $I_{dmm}(h)$, mn 表示 XX、XY、YY 或 YX 的正交光偏振态, $d=1, 2, 3, \dots, D-1$ 。将干涉脉冲 $I_{dmm}(h)$ 分别与 $\cos(2\pi\Delta\nu t)$ 、 $\sin(2\pi\Delta\nu t)$ 相乘,经过低通滤波,从而获得零频正交信号,利用该正交信号构建复数 $R_{dmm}(h)$ 。以复数 $R_{dmm}(h)$ 为元素,构建 wFBG 阵列中第 d 个 FPI 对第 h 次访问的响应矩阵 $R_d(h)=\begin{bmatrix} R_{dXX}(h) & R_{dXY}(h) \\ R_{dYX}(h) & R_{dYY}(h) \end{bmatrix}$,并获得响应矩阵的行列式 $\sqrt{\det R_d(h)}$ 和行列式的相位 $\phi_{sd}(h)$ 。将 H 个相位按访问先后顺序排列,获得时变相位 $[\phi_{sd}(1), \phi_{sd}(2), \dots, \phi_{sd}(H)]$,代表第 d 个 FPI 探测的声波时域信号。

2.2 瑞利散射诱导串扰

为了明确所要针对的串扰信号,利用图 1 系统开展声波传感实验,研究 wFBG 阵列通道串扰现象。实验中使用的 wFBG 阵列由 7 个反射率为 -45 dB 的 wFBG 且以 $L=15.5$ m 为间隔构成($D=7$),包含 6 个 FPI。经光频域反射计(OFDR)测量, M-Z 干涉仪的臂差 $L_{Mz}=29.8$ m,则非平衡 M-Z 干涉仪和 FPI 往返光纤失配长度 $\Delta L=2L-L_{Mz}=1.2$ m。图 2(a)为探测器(PD, Model 1811)输出的探测信号的瀑布图,包含 6 个余弦脉冲信号,对应 6 个 FPI 输出的干涉脉冲信号。横坐标为采集卡(DAQ, NI PXIe-5164)按时序输出的采样点。采集卡采样率为 100 MSa/s,相邻两个采样点时间间隔为 10 ns,因此,图 2(a)中每个干涉脉冲包含 10 个采样点。单次测量时间为 0.5 s。在第 2、3 个 wFBG 间通过压电陶瓷(PZT)施加 1 kHz 单频信号。利用单次测量时间为 0.5 s 的数据,解调获得各采样点对应相位信号。经 10 次测量,相位信号频谱中 1 kHz 处的平均功率谱密度(PSD)沿光纤阵列的分布如图 2(b)所示,数据基于各采样点中 PSD 最大值作归一化处理。图 2(b)中,第 81 至 90 采样点处的 PSD 最高,等于或接近 0。与图 2(a)对照可得,第 81 至 90 采样点为第 2 个 FPI 输出的干涉信号,包含 PZT 模拟产生的 1 kHz 振动信号,符合实验预期。图 2(b)中,第 95 至 105 采样点对应第 3 个 FPI 输出的干涉脉冲,其 PSD 虽然低于第 81 至 90 采样点处的 PSD,但明显高于其他 FPI 输出的 PSD。理想情况下,除了第 81 至 90 采样点的 PSD 对应振动信号,其他采样处 PSD 均代表噪

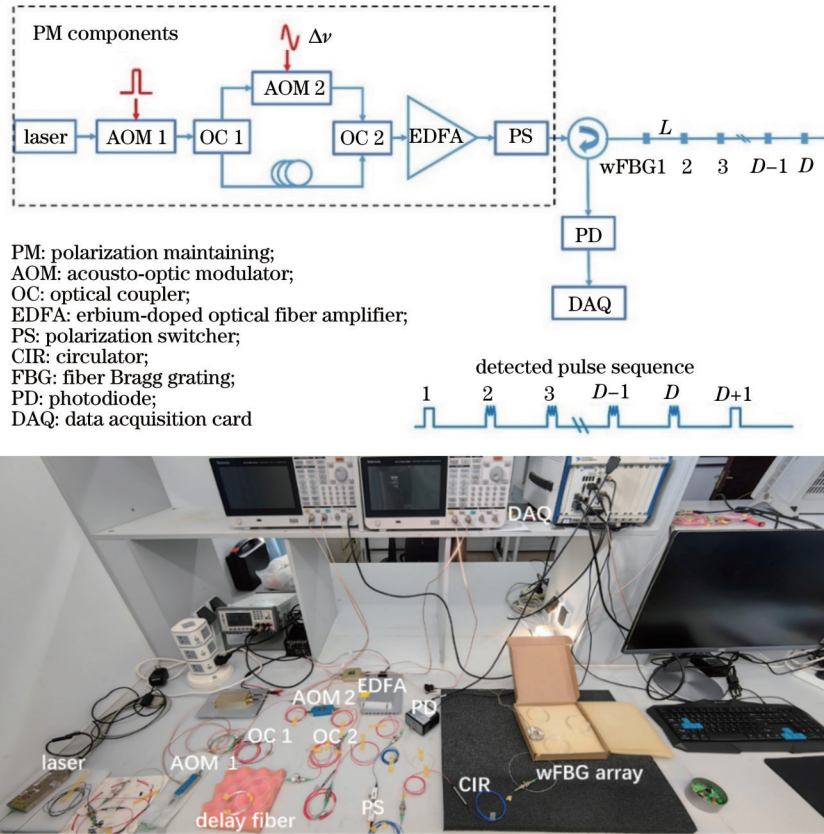


图 1 基于 wFBG 的 qDAS 系统
 Fig. 1 Schematics of qDAS system based on wFBG

声。由图 2(b) 中第 95 至 105 采样点对应的异常的 PSD 可知, 施加在第 2 个 FPI 的 1 kHz 振动信号串扰至第 3 个 FPI。

在本实验中, wFBG 反射率为 3.16×10^{-5} (-45 dB), 经三次反射后光信号衰减 135 dB, 远低于瑞利散射, 可忽略不计。100 ns 脉宽的光脉冲对应的瑞利散射率达到 2×10^{-6} , 与 wFBG 的反射率 3.16×10^{-5} 相近。故图 2(a) 中的探测信号除了包含 6 个 FPI 输出的干涉脉冲信号外, 还包括由双光脉冲各自产生瑞利信号间的干涉信号。对于基于瑞利散射和双光脉冲直接探测的分布式声波传感, 空间分辨率由双光脉冲空间间隔和脉冲宽度决定^[17], 计算过程为 $0.5(L_{MZ} + Wc/n_e) = 24.9$ m, 其中, c 为真空光速, W 为脉冲宽度, 计算得到的空间分辨率大于基于干涉脉冲的 qDAS 的空间分布率 15.5 m (由相邻 wFBG 光纤间隔决定)。因此, 由瑞利信号解调获得的声信号以串扰形式出现在相邻 FPI 的解调信号中。

2.3 串扰抑制技术

2.3.1 干涉脉冲信号强度分析

为了抑制瑞利信号诱导串扰, 在图 1 中的激光器和声光调制器 (AOM 1) 之间使用相位调制器, 在外加余弦电信号的驱动下, 将余弦相位调制 $\varphi_i = C \cos(2\pi f_m t)$ 引入激光器输出的高相干连续光的相位,

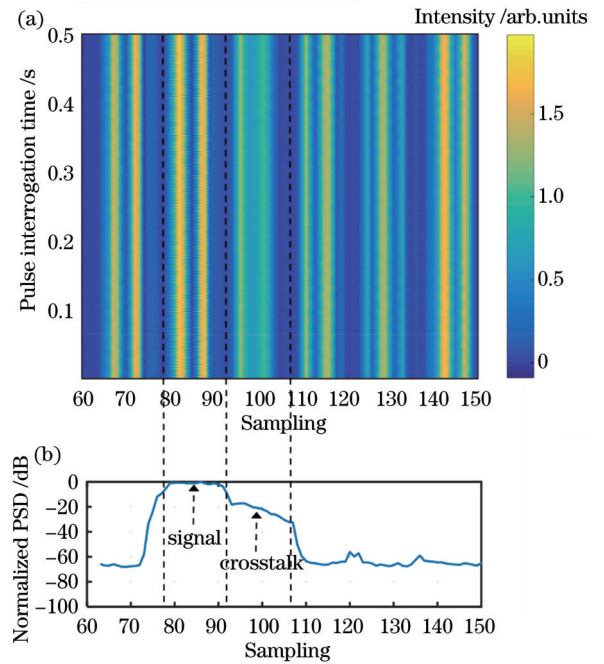


图 2 反射光脉冲序列强度和解调信号实验结果。(a) 强度时域瀑布图; (b) 解调相位信号 1 kHz 处 PSD 沿光纤阵列分布图
 Fig. 2 Experimental results of reflected light pulse sequence intensity and demodulation signal. (a) Waterfall plot of time-domain intensity; (b) distribution map of PSD along fiber array at 1 kHz

其中, f_m 为频率, C 为幅度, t 为时间。此时, 干涉脉冲强度交流部分可表示为 $I_{dmn}(h) = A_{dmn} \cos[\Delta\varphi_{dmn}(h)]$, A_{dmn} 表示干涉信号的幅度, 与双光脉冲幅度和偏振态有关, 相位 $\Delta\varphi_{dmn}(h)$ 可表示为

$$\Delta\varphi_{dmn}(h) = 2\pi\nu_2(t - \tau) + \varphi_{t-\tau} - 2\pi\nu_1 t - \varphi_t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h), \quad (1)$$

式中: $\phi_{sd}(h)$ 为声波信号诱导相位信号; $\phi_{dmn}(h)$ 为与双光脉冲偏振态相关的相位; τ 为双光脉冲在到达探测器干涉时, 由非平衡 M-Z 干涉仪诱导光程差 $n_e L_{MZ}$ 和 FPI 诱导光程差 $2n_e L$ 失配导致时延, $\tau = n_e \Delta L / c$, 非平衡 M-Z 干涉仪和 FPI 往返光纤失配长度 $\Delta L = 2L - L_{MZ}$ 。

将调制相位 $\varphi_t = C \cos(2\pi f_m t)$ 代入式(1)得

$$\Delta\varphi_{dmn}(h) = 2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau + 2C \sin(\pi f_m \tau) \sin(2\pi f_m t - \pi f_m \tau), \quad (2)$$

将式(2)代入 $I_{dmn}(h) = A_{dmn} \cos[\Delta\varphi_{dmn}(h)]$, 同时将 $I_{dmn}(h)$ 复数化, 可以得到复数化干涉脉冲强度, 表达式为

$$I_{dmn, \text{complex}}(h) = A_{dmn} \exp\{i[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau]\} \exp\{i[2C \sin(\pi f_m \tau) \sin(2\pi f_m t - \pi f_m \tau)]\}, \quad (3)$$

利用 Jacobi-Anger expansion $e^{iz \sin \theta} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} J_j(z) e^{ij\theta}$, 式(3)可改写为

$$I_{dmn, \text{complex}}(h) = A_{dmn} \exp\{i[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau]\} \left\{ J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)] + \sum_{j=-\infty}^{-1} J_j[2C \sin(\pi f_m \tau)] e^{ij(2\pi f_m t - \pi f_m \tau)} + \sum_{j=1}^{\infty} J_j[2C \sin(\pi f_m \tau)] e^{ij(2\pi f_m t - \pi f_m \tau)} \right\}, \quad (4)$$

利用 $J_{-j}(x) = (-1)^j J_j(x)$, 式(4)可改写为

$$I_{dmn, \text{complex}}(h) = A_{dmn} \exp\{i[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau]\} \left\{ J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)] + \sum_{j_0=1}^{\infty} \left\{ J_{2j_0}[2C \sin(\pi f_m \tau)] 2\cos[2j_0(2\pi f_m t - \pi f_m \tau)] + J_{2j_0-1}[2C \sin(\pi f_m \tau)] 2i \sin[(2j_0-1)(2\pi f_m t - \pi f_m \tau)] \right\} \right\}, \quad (5)$$

式(5)取实部, 最终得

$$\begin{aligned} \text{Re}[I_{dmn, \text{complex}}(h)] &= I_{dmn}(h) = A_{dmn} J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)] \cos[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau] + \\ &A_{dmn} \sum_{j_0=1}^{\infty} J_{2j_0}[2C \sin(\pi f_m \tau)] 2\cos[2j_0(2\pi f_m t - \pi f_m \tau)] \cos[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau] - \\ &A_{dmn} \sum_{j_0=1}^{\infty} J_{2j_0-1}[2C \sin(\pi f_m \tau)] 2\sin[(2j_0-1)(2\pi f_m t - \pi f_m \tau)] \sin[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau]. \end{aligned} \quad (6)$$

若采用的探测器探测带宽小于 $f_m - \Delta\nu$ 且大于 $\Delta\nu$, 既式(6)中只剩下第一项, 探测器输出电信号为

$$V_{dc} = V_{dmn} J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)] \cos[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmn}(h) - 2\pi\nu_2\tau], \quad (7)$$

式中: V_{dmn} 为干涉光信号幅值 A_{dmn} 经探测器光电转换后的电信号幅值。

将 V_{dc} 分别与 $\cos(2\pi\Delta\nu t)$ 和 $\sin(2\pi\Delta\nu t)$ 相乘, 经过低通滤波, 获得零频正交信号。可按照 2.1 节的相位解调方法消除偏振态的影响, 获得相位信息 $\phi_{sd}(h) - 2\pi\nu_2\tau$ 。由声波引起的相位信号 $\phi_{sd}(h)$ 为交流量, $2\pi\nu_2\tau$ 为常量, 可通过隔直处理消除 $2\pi\nu_2\tau$ 。

由式(7)可知, 余弦相位调制导致干涉脉冲信号的幅度受 $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 影响, 具体说受相位调制幅度 C 、调制频率 f_m 和时延 τ (光纤失配长度 ΔL) 影响。为了保证干涉脉冲信号幅度最大且不受余弦相位调制影响, 需分析 $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 取值随相位调制幅度 C 、调制频率 f_m 和时延 τ 的变化规律。根据图 1 所示的

实验系统中 $\Delta L = 1.2 \text{ m}$ ($\tau = 6 \text{ ns}$) 的实际情况, 仿真研究在不同相位调制幅度 C 和调制频率 f_m 情况下 $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 的大小, 仿真结果如图 3 所示。结果表明, 在调制频率 f_m 分别为 0、166.7、333.4 MHz 的等间隔离散频率处, $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 取值明显高于其他频率处的取值。

为了清晰展示在上述离散频率处 $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 取值与相位调制幅度 C 值的关系, 当调制频率 f_m 分别为 0、166.7、333.4 MHz 时, 获得 $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 取值与相位调制幅度 C 值的关系, 结果如图 4 所示。仿真结果表明, 当调制频率 f_m 分别为 0、166.7、333.4 MHz 时, 相位调制幅度 C 值在 0~10 rad 范围内, $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 取值分别为 1、[1, 1.0002]、[0.9993, 1], 可以看出 $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]$ 取值在 1 附近, 几乎不受相位调制幅度 C 值的影响。

当调制频率 f_m 分别为 0、166.7、333.4 MHz 时,

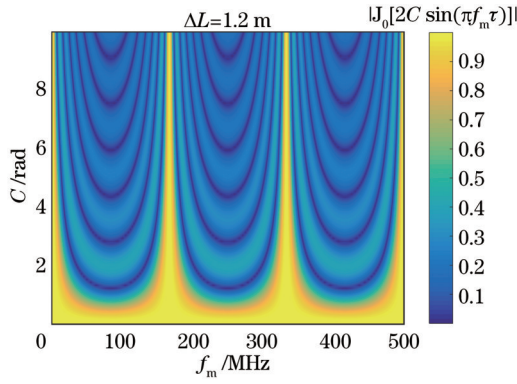


图 3 在 $\Delta L=1.2$ m 的情况下, $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]|$ 取值随相位调制幅度 C 和调制频率 f_m 变化仿真结果

Fig. 3 Simulation results of $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]|$ value changing with phase modulation amplitude C and modulation frequency f_m in the case of $\Delta L=1.2$ m

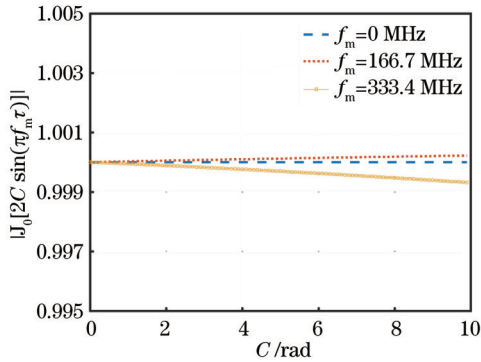


图 4 在 $\Delta L=1.2$ m 和三种调制频率情况下, $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]|$ 取值随相位调制幅度 C 变化仿真结果

Fig. 4 Simulation results of $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]|$ value changing with phase modulation amplitude C in the cases of $\Delta L=1.2$ m and three modulation frequencies

$\pi f_m \tau$ 分别取值 $0, 1.0002\pi, 2.0004\pi$, 此时 $\sin(\pi f_m \tau)$ 分别取值 $0, -6.2832 \times 10^{-4}, 0.0013$ 。在此情况下, 当 C 为 $0 \sim 10$ rad 时, $2C \sin(\pi f_m \tau)$ 取值接近于 0, 导致 $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]|$ 取值接近或等于 1。

进一步分析公式(7)可知, 当时延 τ 和调制频率 f_m 满足 $\pi f_m \tau = k\pi, k=0, 1, 2, \dots$ 时, $2C \sin(\pi f_m \tau) \equiv 0$ 。此时, 无论 C 取何值, $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]| \equiv |J_0(0)| = 1$ 取最大值, 则探测器输出信号为

$$V_{dc} = V_{dmm} \cos[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmm}(h) - 2\pi\nu_2\tau] \quad (8)$$

此时, 探测器输出的干涉脉冲信号强度与不施加余弦相位调制时的强度相同。

上述分析均基于数学推导。从物理上分析, 受余弦相位调制作用的双光脉冲频谱如图 5 所示, 每个光

脉冲在频谱上包含频率间隔 f_m 的多阶频率成分。式(7)可表示一个频率为 $\Delta\nu$ 的拍频信号, 该拍频信号由双光脉冲阶数相同的频率成分之间干涉所形成。由于光频率存在差异, 各拍频信号间初相位相差 $2\pi f_m \tau$ 。当满足 $\pi f_m \tau = k\pi (k=0, 1, 2, \dots)$ 时, 各拍频信号初相位相差 $2k\pi (k=0, 1, 2, \dots)$, 叠加后拍频信号幅度达到最大。

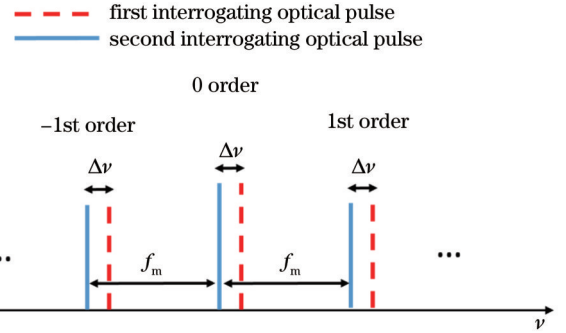


图 5 干涉脉冲信号频谱成分示意图

Fig. 5 Schematic diagram of frequency spectrum of interference pulse

2.3.2 干涉瑞利信号强度分析

双光脉冲在光纤阵列中传输时各自产生瑞利信号, 两个瑞利信号干涉形成干涉瑞利信号。由于每个瑞利信号包含光脉冲覆盖光纤长度内多个随机散射点贡献的瑞利散射, 干涉瑞利信号由两个瑞利信号所包含的两组瑞利散射光干涉而成。因此, 与式(7)类似, 干涉瑞利信号经探测器光电转换, 输出电信号表示为

$$V_{dc, \text{Rayleigh}} = \sum_p \sum_q J_0[2C \sin(\pi f_m \tau_{pq})] \times \cos[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmm}(h) - 2\pi\nu_2\tau_{pq}], \quad (9)$$

式中: p 和 q 分别表示第一个瑞利信号包含的第 p 个瑞利散射光和第二个瑞利信号包含的第 q 个瑞利散射光; $\tau_{pq} = [2(z_p - z_q) - L_{MZ}]n_c/c$ 为上述两个瑞利散射光的失配时延, 其中 z_p 和 z_q 表示两个瑞利散射光在光纤中的位置。

对于式(9)中的调制频率 f_m , 仅存在特定 τ_{pq} 满足 $\pi f_m \tau_{pq} = k\pi (k=0, 1, 2, \dots)$ 和 $J_0[2C \sin(\pi f_m \tau_{pq})] \equiv J_0(0) = 1$, 可得关系式

$$V_{dc, \text{Rayleigh}} < \sum_p \sum_q \cos[2\pi\Delta\nu t + \phi_{sd}(h) + \phi_{dmm}(h) - 2\pi\nu_2\tau_{pq}], \quad (10)$$

其中, 不等号右边表示在不施加单频相位调制时探测器输出的瑞利干涉信号强度。由式(8)和式(10)可知, 对光脉冲施加单频相位调制, 通过设计相位调制频率, 使调制频率 f_m 和双光脉冲失配时延 τ 满足 $\pi f_m \tau = k\pi (k=0, 1, 2, \dots)$, 能够在不改变干涉脉冲强度的同时降低干涉瑞利信号的强度, 实现对干涉瑞利诱导串

扰的抑制。为了研究干涉瑞利信号强度的抑制效果与相位调制幅度 C 的关系,依据公式(9)进行仿真。仿真中,光脉冲宽度为 100 ns,按照 τ_{pq} 在 0~100 ns 范围内的连续变化将公式(9)进行进一步积分处理,得到 $V_{dc, Rayleigh}$ 在频率 $\Delta\nu$ 处的 PSD 随 C 值变化关系,如图 6 所示。仿真结果表明,随着 C 值增大, $V_{dc, Rayleigh}$ 在频率 $\Delta\nu$ 处的 PSD 震荡下降。根据 0 阶贝塞尔函数可知,当 τ_{pq} 和 f_m 为确定值时,随着 C 值的增大, $|2C \sin(\pi f_m \tau_{pq})|$ 数值也在增大, $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau_{pq})]|$ 数值震荡性减小。因此,当增加余弦相位调制幅度 C 值时,干涉瑞利信号强度在整体上呈下降趋势,干涉瑞利信号诱导串扰的抑制效果更明显。

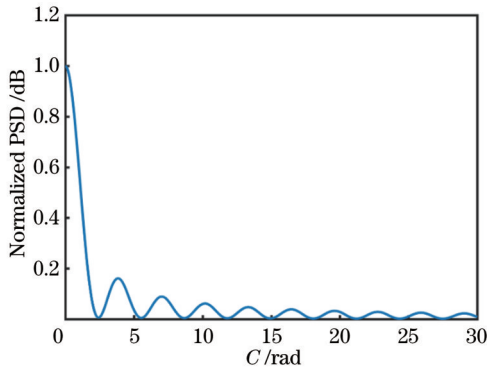


图 6 $V_{dc, Rayleigh}$ 在频率 $\Delta\nu$ 处的 PSD 随相位调制幅度 C 变化仿真结果

Fig. 6 Simulation results of normalized PSD of $V_{dc, Rayleigh}$ with phase modulation amplitude C at frequency $\Delta\nu$

3 实验验证

为了实验验证串扰抑制方法,在图 1 激光器后放置一个相位调制器,在信号源输出的幅度为 2 V、频率为 $f_m=166$ MHz 的余弦电信号驱动下,对高相干激光产生余弦相位调制。当 $f_m=166$ MHz、 $\Delta L=1.2$ m 时, $\pi f_m \tau = 0.996\pi$, $|J_0[2C \sin(\pi f_m \tau)]| \approx |J_0(0)| = 1$ 。完成 10 次测量,干涉脉冲解调相位信号频谱中 1 kHz 的平均 PSD 沿光纤阵列的分布如图 7 所示。以第 100 个采样点处的 PSD 值为例,相比于不施加余弦相位调制,在 2 V 余弦信号驱动相位调制器下,串扰值从 -21.82 dB 降低至 -35.22 dB。

为了验证余弦相位调制幅度 C 与串扰抑制关系,实验分别在信号源输出 2 V 余弦电信号、信号源输出 5 V 余弦电信号、信号源输出 2 V 余弦电信号经 10 dB 功率放大,以及信号源输出 5 V 余弦电信号经 10 dB 功率放大 4 种情况下完成 10 次测量,干涉脉冲解调相位信号频谱中 1 kHz 的平均 PSD 沿光纤阵列的分布如图 7 所示。余弦电信号的幅度与相位调制幅度 C 成正比关系,因此电信号幅度反映了相位调制幅度 C 值大小。在信号源输出 5 V 余弦电信号的情况下,串扰值为

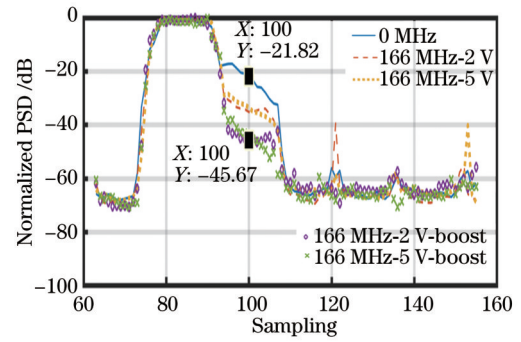


图 7 施加余弦相位调制情况下解调信号 1 kHz 处 PSD 沿光纤阵列分布图

Fig. 7 Distribution of PSD along fiber array at 1 kHz of demodulated phase signals under condition of applying cosine phase modulation

-33.58 dB,与 2 V 余弦电信号情况串扰接近。同时,信号源输出 2 V 余弦电信号和 5 V 余弦信号分别经 10 dB 功率放大,串扰值分别为 -45.67 dB 和 -44.37 dB,两者接近,但两者均低于余弦电信号不经功率放大时的串扰。相较于不施加余弦电信号的情况(串扰为 -21.82 dB),两者的串扰值分别降低了 23.85 dB 和 22.55 dB。

各种余弦电信号情况下串扰值结果如图 8 所示。随着余弦电信号幅度增加,余弦相位调制幅度 C 值增大,串扰值呈震荡下降趋势,震荡趋势源自 0 阶贝塞尔函数的特点,与图 6 仿真分析结果一致。

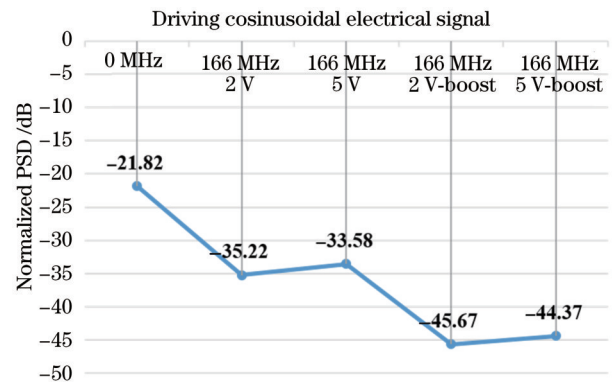


图 8 串扰值随驱动余弦电信号幅度变化关系实验结果

Fig. 8 Experimental results on relationship between crosstalk value and magnitude of driving cosinusoidal electrical signal

4 讨论

除了所提方法采用的高频外差相位解调方法,基于余弦相位调制的瑞利散射诱导串扰抑制技术还可以应用于基于相位产生载波(PGC)相位解调技术直接探测系统的 qDAS 系统,以文献[18]为例,在窄线宽激光器后面增加光相位调制器和信号发生器,对光信号产生余弦相位调制 $C \cos(2\pi f_m t)$ 。余弦相位调制频率

f_m 满足 $\pi f_m \tau_{MZ} = k\pi (k=0, 1, 2, \dots)$, 其中, $\tau_{MZ} = |L_{MZ} - 2L_{FBG}|n_e/c$, L_{FBG} 为 wFBG 阵列中相邻两个 wFBG 间的光纤长度, L_{MZ} 为光电探测器前 M-Z 干涉仪的臂差。瑞利散射诱导串扰抑制技术还可以应用于基于 3×3 相位解调技术直接探测系统的准分布式声波探测装置, 以文献[19]为例, 在窄线宽激光器后面增加光相位调制器和信号发生器, 对光信号产生余弦相位调制 $\varphi_i = C \cos(2\pi f_m t)$ 。余弦相位调制频率 f_m 满足 $\pi f_m \tau_{MZ} = k\pi$, 其中, $\tau_{MZ} = |2L_{M1} - 2L_{FBG}|n_e/c$, L_{M1} 为光电探测器前端迈克耳孙干涉仪臂差。

瑞利散射光的强度具有时空随机性, 在基于弱反射点的 qDAS 系统中成为瑞利散射噪声。当反射光脉冲与瑞利散射光的强度相近时, 瑞利散射噪声会恶化声波探测的噪声。采用余弦相位调制技术, 并抑制瑞利散射信号强度, 也可优化探测噪声。后续将进一步开展量化研究和评价噪声抑制效果的相关工作。

5 结 论

提出了一种基于余弦相位调制的瑞利散射诱导通道串扰抑制技术。该技术硬件实现简单, 仅在激光器后面施加一个相位调制器和信号源, 对高相干光施加余弦相位调制, 通过设置相位调制的频率, 即可有效抑制通道串扰, 且相位调制幅度越大, 串扰抑制效果越好。通过实验验证, 使用该技术可实现 23.85 dB 串扰抑制。基于余弦相位调制的瑞利散射信号诱导串扰抑制技术适配于高频外差、PGC 和 3×3 等多种相位解调手段, 可直接应用于基于不同相位解调手段的 qDAS 系统, 普适性强。所提方法将抑制基于弱反射点 qDAS 系统通道串扰, 降低系统探测失真度, 提升 qDAS 探测能力。

参 考 文 献

- [1] Lu B, Wu B Y, Gu J F, et al. Distributed optical fiber hydrophone based on Φ -OTDR and its field test[J]. Optics Express, 2021, 29(3): 3147-3162.
- [2] Liu H Y, Ma J H, Xu T W, et al. Vehicle detection and classification using distributed fiber optic acoustic sensing[J]. IEEE Transactions on Vehicular Technology, 2020, 69(2): 1363-1374.
- [3] Masoudi A, Pilgrim J A, Newson T P, et al. Subsea cable condition monitoring with distributed optical fiber vibration sensor[J]. Journal of Lightwave Technology, 2019, 37(4): 1352-1358.
- [4] Lindsey N J, Dawe T C, Ajo-Franklin J B. Illuminating seafloor faults and ocean dynamics with dark fiber distributed acoustic sensing[J]. Science, 2019, 366(6469): 1103-1107.
- [5] 马喆, 张明江, 江俊峰, 等. 基于线性调频脉冲的光纤分布式声波传感技术[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(11):

1106002.

- [6] Ma Z, Zhang M J, Jiang J F, et al. Fiber-optic distributed acoustic sensing technology based on linear frequency modulation pulses[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(11): 1106002.
- [7] 李豪, 范存政, 肖翔鹏, 等. 散射增强微结构光纤及其分布式传感技术研究进展[J]. 光学学报, 2024, 44(1): 0100007. Li H, Fan C Z, Xiao X P, et al. Research progress in scattering enhanced microstructured fiber and its distributed sensing technology[J]. Acta Optica Sinica, 2024, 44(1): 0100007.
- [8] 赵艳夺, 王目光, 张静, 等. 高空间分辨率大带宽分布式光纤振动传感系统[J]. 光学学报, 2022, 42(19): 1906004. Zhao Y D, Wang M G, Zhang J, et al. Distributed optical fiber vibration sensing system with high spatial resolution and large bandwidth[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(19): 1906004.
- [9] 赵丽娟, 张旭哲, 徐志钮, 等. 分布式声波传感系统中 IQ 解调方法的影响因素[J]. 光学学报, 2023, 43(14): 1428001. Zhao L J, Zhang X Z, Xu Z N, et al. Influencing factors of IQ demodulation method in distributed acoustic sensors[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(14): 1428001.
- [10] Loranger S, Gagné M, Lambin-Iezzi V, et al. Rayleigh scatter based order of magnitude increase in distributed temperature and strain sensing by simple UV exposure of optical fibre[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 11177.
- [11] Lee T, Beresna M, Masoudi A, et al. Enhanced-backscattering and enhanced-backreflection fibers for distributed optical fiber sensors[J]. Journal of Lightwave Technology, 2023, 41(13): 4051-4064.
- [12] Kersey A D, Dorsey K L, Dandridge A. Gross talk in a fiber-optic Fabry - Perot sensor array with ring reflectors[J]. Optics Letters, 1989, 14(1): 93-95.
- [13] Li H, Sun Q Z, Liu T, et al. Ultra-high sensitive quasi-distributed acoustic sensor based on coherent OTDR and cylindrical transducer[J]. Journal of Lightwave Technology, 2020, 38(4): 929-938.
- [14] Xin L P, Li Z Y, Gui X, et al. Surface intrusion event identification for subway tunnels using ultra-weak FBG array based fiber sensing[J]. Optics Express, 2020, 28(5): 6794-6805.
- [15] Wang C, Shang Y, Liu X H, et al. Distributed OTDR-interferometric sensing network with identical ultra-weak fiber Bragg gratings[J]. Optics Express, 2015, 23(22): 29038-29046.
- [16] Zhu F, Zhang Y X, Xia L, et al. Improved Φ -OTDR sensing system for high-precision dynamic strain measurement based on ultra-weak fiber Bragg grating array[J]. Journal of Lightwave Technology, 2015, 33(23): 4775-4780.
- [17] Ma L N, Yu Y, Wang J, et al. Analysis on real-time phase delay in an interferometric FBG sensor array using polarization switching and the PGC hybrid processing method[J]. Optics Express, 2020, 28(15): 21903-21915.
- [18] He X G, Xie S R, Liu F, et al. Multi-event waveform-retrieved distributed optical fiber acoustic sensor using dual-pulse heterodyne phase-sensitive OTDR[J]. Optics Letters, 2017, 42(3): 442-445.
- [19] Muanenda Y, Faralli S, Oton C J, et al. Dynamic phase extraction in high-SNR DAS based on UWFBGs without phase unwrapping using scalable homodyne demodulation in direct detection[J]. Optics Express, 2019, 27(8): 10644-10658.
- [20] Nan Q M, Li S, Yao Y Q, et al. A novel monitoring approach for train tracking and incursion detection in underground structures based on ultra-weak FBG sensing array[J]. Sensors, 2019, 19(12): 2666.

Reducing Crosstalk Induced by Rayleigh Backscattering Light-Waves in a Quasi-Distributed Acoustic Sensing System

Lu Yang, Li Lifan, Huang Qiuyang, Wang Jianfei, Hu Xiaoyang, Chen Mo*, Meng Zhou
College of Meteorology and Oceanology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China

Abstract

Objective Due to the low scattering coefficient of Rayleigh backscatterings and fading noise, a distributed acoustic sensing (DAS) system suffers from detection noise of high level and non-uniform distribution along sensing fiber. Advanced fiber microstructure manipulation technology gives birth to a type of quasi-distributed acoustic sensing (qDAS). This technology employs a fiber array consisting of equally spaced weak reflection points such as weak fiber Bragg gratings (wFBG) or microstructures introduced by laser exposure. By the detection of interrogation optical pulses rather than Rayleigh backscatterings, the qDAS is free of fading noise. Additionally, the reflectivity of a weak reflection point is typically 3.16×10^{-5} (-45 dB). Such reflectivity not only improves the signal-to-noise ratio of detected optical signals compared with that in a DAS system, but also reduces transmission loss and gets rid of crosstalk induced by multiply-reflected optical pulses due to low reflectivity. Therefore, this type of qDAS is promising in large-scale and high-fidelity sensing applications. Unfortunately, the interrogation optical pulses generate Rayleigh backscatterings during transmission in a fiber array. The Rayleigh backscatterings are collected together with the interrogation optical pulses. By taking an optical pulse of 100 ns in width as an example, the reflectivity of the induced Rayleigh backscatterings reaches 2×10^{-6} and is comparable to that of a weak reflection point (3.16×10^{-5}). Since Rayleigh backscatterings carry sensing information, they introduce crosstalk between adjacent sensing channels in a qDAS system, which severely distorts the sensing signals and degrades the accuracy of sensing event positioning. Taking a wFBG-based qDAS system as an example, we study a method that suppresses the crosstalk induced by Rayleigh backscatterings. We hope that our study can help improve the sensing fidelity, sensing scale, and sensing positioning accuracy of a qDAS system, and expand the applications of qDAS.

Methods The phase interrogation scheme is presented in Fig. 1. A dual-pulse direct detection scheme with a high heterodyne frequency is employed for phase interrogation in a wFBG-based qDAS system, and the polarization switch method is adopted to eliminate polarization fading noise. A phase modulator is applied after a laser source to suppress crosstalk induced by Rayleigh backscatterings. Driven by an electrical sinusoidal signal, the phase modulator introduces a sinusoidal phase modulation $C \cos(2\pi f_m t)$ to the coherent continuous light wave emitted from the laser source. Two optic probe pulses with equal pulse width $W=100$ ns, frequency difference $\Delta\nu=20$ MHz, and optical path difference $n_e L_{MZ}$ are launched in a pair into a wFBG array, where $n_e=1.5$ and $L_{MZ}=29.8$ m are effective refractive index and fiber length difference of M-Z interferometer that generates two optic probes respectively. By carefully designing modulation frequency f_m to satisfy $\pi f_m \tau = k\pi, k=0,1,2,\dots$, crosstalk can be suppressed, where k is integer, $\tau = n_e \Delta L / c$, and $\Delta L = 2L - L_{MZ}$. Additionally, larger magnitude C of phase modulation leads to better crosstalk suppression.

Results and Discussions The validity of the proposed approach is experimentally verified. A fiber array consisting of seven wFBGs is under interrogation and a PZT is placed between the second and third wFBGs to simulate a sinusoidal acoustic signal oscillating at 1 kHz. wFBGs are equally spaced by $L=15.5$ m to make $\Delta L=1.2$ m. An electrical sinusoidal signal oscillating at f_m and a magnitude of 2 V is applied to the phase modulator to induce sinusoidal phase modulation. By the design of $f_m=166$ MHz and $\Delta L=1.2$ m, $\pi f_m \tau = 0.996\pi$ is realized. The demodulated signals along the fiber array are obtained, and the mean power spectrum density (PSD) over ten measurements at 1 kHz along the fiber array is presented (Fig. 7). Compared with the crosstalk of -21.82 dB without sinusoidal phase modulation, the crosstalk in the case of sinusoidal phase modulation is reduced to -35.22 dB. Under power boost of 10 dB, the electrical sinusoidal signal is applied to the phase modulator, and the PSD at 1 kHz along the fiber array is also presented (Fig. 7). It is shown that the crosstalk is further suppressed by 23.85 dB and is -45.67 dB. The experimental results reveal that the sinusoidal phase modulation approach can reduce the crosstalk, and the larger magnitude C of phase modulation leads to better crosstalk suppression.

Conclusions We propose a sinusoidal phase modulation approach to suppress crosstalk induced by Rayleigh backscatterings in a qDAS system. The hardware implementation of this technology is simple, and only a phase modulator and a sinusoidal electrical signal source are applied behind the laser. Sinusoidal phase modulation is adopted to the

high-coherent laser, and crosstalk can be suppressed by carefully setting the phase modulation frequency. Larger phase modulation amplitude leads to better crosstalk suppression. The validity of the proposed approach is confirmed by 23.85 dB crosstalk suppression in the experiment. The proposed cosinusoidal phase modulation approach for crosstalk suppression is suitable for a variety of phase demodulation methods such as high-frequency heterodyne, PGC and 3×3 . Meanwhile, this method will suppress crosstalk in a qDAS system based on weak reflection point, reduce system detection distortion, and improve qDAS detection ability. In addition to crosstalk, Rayleigh backscatterings act as intensity noise in a qDAS systems and deteriorate detection noise. The proposed cosinusoidal phase modulation approach also optimizes detection noise by suppressing the intensities of Rayleigh backscatterings. Relevant studies have been carried out, and the noise suppression effect will be quantified and evaluated in our future work.

Key words fiber optics; fiber optic sensing; distributed fiber optic sensing; distributed acoustic sensing; fiber Bragg grating