

基于双脉冲探测的亚米级空间分辨率 布里渊时域反射技术

盛志轩^{1,2} 潘政清^{2*} 蔡海文² 曹玉龙^{2,3} 王照勇^{2,3} 庞拂飞¹

¹上海大学通信与信息工程学院特种光纤与光接入网省部共建重点实验室, 上海 201800

²中国科学院上海光学精密机械研究所上海市全固态激光器与应用技术重点实验室, 上海 201800

³中国科学院大学, 北京 100049

摘要 在传统的布里渊光时域反射(BOTDR)技术中,空间分辨率和自发布里渊散射谱宽相互制约。针对这一问题,将探测光改进为超短双脉冲,并利用检测频谱包络的方法得到 BOTDR 系统的空间分辨率。该方法提高了 BOTDR 系统的空间分辨率,同时可避免压窄脉冲引起的布里渊增益谱展宽对测量精度的影响。实验表明,该方案能够实现 0.5 m 空间分辨率的温度测量,避免自发布里渊散射谱发生较大展宽。

关键词 传感器; 光时域反射技术; 布里渊散射; 超短脉冲对

中图分类号 TP212.14

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0910004

Brillouin Optical Time Domain Reflectometry with Sub-Meter Spatial Resolution Based on Double-Pulse Detection

Sheng Zhixuan^{1,2} Pan Zhengqing² Cai Haiwen² Cao Yulong^{2,3}
Wang Zhaoyong^{2,3} Pang Fufei¹

¹Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, School of Communication and Information Engineering, Shanghai University, Shanghai 201800, China

²Shanghai Key Laboratory of All Solid-State Laser and Applied Techniques, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

³University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract In conventional Brillouin optical time domain reflectometry (BOTDR), mutual restraint between the spatial resolution and the width of spontaneous Brillouin scattering spectrum can not be avoided. To solve this problem, we ameliorated the approach using double ultra-short pulses as probe light. By detecting spectral envelope, the spatial resolution of BOTDR can be extracted. This method improves the spatial resolution of the BOTDR system and meanwhile avoids the influence of Brillouin gain spectrum broadening caused by narrowing pulse on measurement accuracy. The experimental results show that with this novel BOTDR system, the temperature measurement can be realized at a 0.5 m spatial resolution, and the large broadening of the spontaneous Brillouin scattering spectrum can be avoided.

Key words sensors; optical time domain reflectometry; Brillouin scattering; double ultra-short pulses

OCIS codes 060.2370; 120.4825; 290.5830

1 引言

在单模光纤中,自发布里渊散射谱随着温度或应力的变化而发生频移^[1]。利用这一特性提出了两种典

收稿日期: 2016-03-25; **收到修改稿日期:** 2016-05-26

基金项目: 国家自然科学基金(61405227)、国家 863 计划(2012AA041203)、上海市优秀技术带头人计划(13XD1425400)

作者简介: 盛志轩(1990—),男,硕士研究生,主要从事光纤传感方面的研究。E-mail: shengzhixuan2@163.com

导师简介: 蔡海文(1975—),男,博士,研究员,主要从事光电子器件及光通信方面的研究。E-mail: hwcai@siom.ac.cn

* **通信联系人。** E-mail: forest_pan@163.com

型的传感技术,基于自发布里渊散射的布里渊光时域反射(BOTDR)技术^[2-4]和基于受激布里渊散射的布里渊光时域分析(BOTDA)技术^[5-6]。在 BOTDR 系统中,仅需探测光纤的一端即可完成对温度或应力变化的测量^[7];而在 BOTDA 系统中,则需使传感光纤形成回路才能完成测量^[8]。

在基于这两种技术的传感系统中,通常采用减小入射脉冲光宽度的方法来提高系统的空间分辨率。但在实际应用中,布里渊散射光信号的频谱宽度是一个由布里渊增益谱和光源脉宽共同决定的复合参数^[9],压窄脉宽将导致散射光频谱展宽,从而降低布里渊散射谱中心频率的测量精度,因此空间分辨率和测量精度两者之间相互制约。在传统 BOTDR 和 BOTDA 系统中,最高空间分辨率通常为 1 m,对应的脉冲宽度为 10 ns。

为了打破空间分辨率与布里渊散射谱宽度之间的制约关系,研究人员提出了一系列解决方案。在 BOTDA 系统中,Kishida 等^[10]使用脉冲预抽运方法、Liang 等^[11]使用差分脉冲对方法将空间分辨率提高到亚米级别;在 BOTDR 系统中,Nishiguchi 等^[12]提出的合成频谱和 Koyamada 等^[13]提出的双脉冲探测等方法能够突破传统空间分辨率的约束。这些方案基本都是采用较宽的脉冲光,通过调制脉冲形状或者比较脉冲间差异替代压缩脉宽,以此提高空间分辨率,同时保持较窄的自发布里渊散射谱谱宽。本文利用双脉冲探测方法,在 Koyamada 等研究的基础上,采用求解振荡条纹包络方法获取局域布里渊散射频谱信息,解调得到温度或应力信号。该方法避免了双脉冲间微小相位变化产生的条纹移动对测量结果的影响,使得提高空间分辨率的同时系统的自发布里渊散射谱宽较小,在 BOTDR 系统中实现亚米量级的空间分辨率。

2 基本原理

在 BOTDR 系统中,低功率的单频脉冲光被耦合到单模光纤中,入射光受自发声子调制而产生自发布里渊散射。自发布里渊散射谱宽决定系统的测量精度,单频脉冲光宽度决定系统的空间分辨率。当入射光的脉宽小于 10 ns 时,系统的空间分辨率小于 1 m,但自发布里渊散射光会因此而急剧展宽,会严重降低判断布里渊散射谱中心频率的准确性。实验中使用两个脉冲宽度均小于 10 ns 的单频脉冲光,组成脉冲间隔小于声子寿命(T_B)的双脉冲光耦合到光纤中,两个脉冲在同一传感位置受相同声子调制而产生相干的自发布里渊散射光^[14]。在 BOTDR 系统中,相对于入射光为脉宽小于 10 ns 的单个脉冲光来说,双脉冲光增加了声子与入射光的作用时间,减小了布里渊增益谱的展宽,压缩了入射光的频谱宽度,同时保留了高的空间分辨率。

假设双脉冲光由两个相同的脉冲组成,脉冲 1 和脉冲 2 的中心时间间隔为 τ ($\tau < T_B$),单个脉冲半峰全宽为 W_0 ,双脉冲的总半峰全宽为 W ,满足 $W = W_0 + \tau$,如图 1 所示。当双脉冲光进入测试光纤(FUT)时,两个脉冲光分别产生自发布里渊散射光。

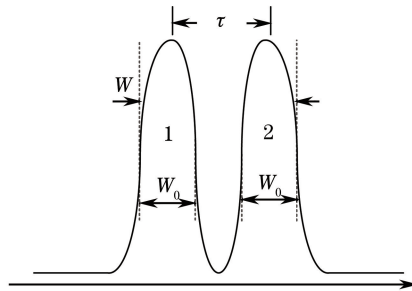


图 1 双脉冲光的形状

Fig. 1 Shape of double-pulse light

设两个散射光分别为 E_1 、 E_2 (图 2),它们在光纤中叠加,记作 E 。由于两个脉冲光的时间间隔为 τ ,它们在相同位置光纤上的散射光存在光程差 L ($L = \tau c/n$),其中 c 为真空中的光速, n 为单模光纤纤芯折射率。任意散射光 E 都是光纤上间隔为 L 的两段光纤内散射光的叠加(忽略光纤两端的散射光)。在 FUT 上任意选取三个相邻的间隔为 L 、宽度为 R ($R = W_0 c/2n$) 的位置 A,B,C。在散射光 E 中, E_{A1} 代表脉冲光 1 在 A 位置的散射光(E_1 中红色块), E_{B2} 代表脉冲光 2 在 B 位置的散射光(E_2 中黄色块)。由于光纤上 A,B,C 之间的间隔等于双脉冲在光纤中的光程差,所以散射光 E_{A1} 与 E_{B2} 叠加,叠加信号记为

$$E_{AB}(t) = E_{A1}(t) + E_{B2}(t), \quad (1)$$

E_{B1} 代表脉冲光 1 在 B 位置的散射光(E_1 中黄色), E_{C2} 代表脉冲光 2 在 C 位置的散射光(E_2 中蓝色), 两者叠加, 叠加信号记为

$$E_{BC}(t - \tau) = E_{B1}(t - \tau) + E_{C2}(t - \tau)。 \quad (2)$$

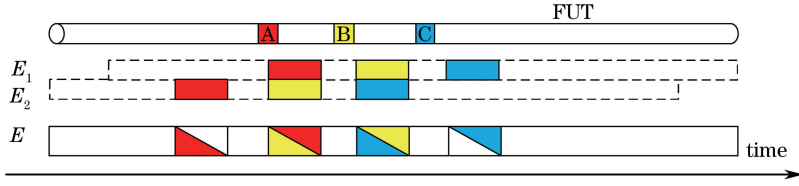


图 2 散射光的对应关系

Fig. 2 Positional relationship of scattered light

选 FUT 上 B 位置作为参考位置, (1)式和(2)式相加可以得到完全包含 B 位置自发布里渊散射光的信号, 叠加信号记为

$$E_{\text{sum}}(t) = E_{A1}(t) + E_{B2}(t) + E_{B1}(t - \tau) + E_{C2}(t - \tau), \quad (3)$$

对其进行傅里叶变换可得

$$P_{\text{sum}}(\omega) = P_{A1}(\omega) + P_{B2}(\omega) + P_{B1}(\omega)\exp(-j\omega\tau) + P_{C2}(\omega)\exp(-j\omega\tau), \quad (4)$$

式中 $P_i(\omega)$ 为 $E_i(\omega)$ 的频谱, ω 为归一化频率。因为双脉冲光的入射间隔小于声子寿命 T_B , 所以 B 位置的两个自发布里渊散射光 $E_{B2}(t)$ 和 $E_{B1}(t - \tau)$ 存在相干性。光纤中发生自发布里渊散射时, 自发声子在其寿命 T_B 内传播的距离为 $L_c = T_B v_A = 6 \times 10^{-5}$ m, 其中声子寿命 T_B 约为 10 ns, 传播速度 v_A 约为 6000 m/s。可以看出 L_c 远小于 BOTDR 系统的传感精度, 所以入射光在 A、B、C 三个位置被不同声子调制, 三者的自发布里渊散射光之间没有相干性。当两个相同脉冲在间隔极短的时间内(小于 T_B) 经过同一位置时, 由于被同一声子调制, 将产生相同的自发布里渊散射光, 记作 $P_{B12} = P_{B1} = P_{B2}$, (4)式可改写为

$$P_{\text{sum}}(\omega) = P_{B12}(\omega) [1 + \exp(-j\omega\tau)] + P_{CC}(\omega), \quad (5)$$

$$P_{CC}(\omega) = P_{A1}(\omega) + P_{C2}(\omega)\exp(-j\omega\tau), \quad (6)$$

式中 P_{B12} 包含 B 点自发布里渊散射谱谱宽和中心频率等信息, 是传感系统所求的量; P_{CC} 代表与 P_{B12} 不相干的散射光, 包括 A 点和 C 点的自发布里渊散射 P_{A1} 、 P_{C2} , 所以 P_{sum} 的功率谱表示为

$$|P_{\text{sum}}(\omega)|^2 = |P_{B12}(\omega)|^2 [2 + 2\cos(\tau\omega)] + |P_{A1}(\omega)|^2 + |P_{C2}(\omega)|^2。 \quad (7)$$

由(7)式可以看出 $|P_{B12}(\omega)|^2$ 受三角函数的调制出现周期性振荡, 可以通过求解 $|P_{\text{sum}}(\omega)|^2$ 的包络来获得 $|P_{B12}(\omega)|^2$ 。根据以上分析, 数值模拟了 P_{B12} 、 P_{A1} 和 P_{C2} 的功率谱, 当光纤外界环境相同时, 三者的功率谱相同, 如图 3(a) 所示, 代入(7)式可以得到散射光 P_{sum} 的功率谱, 如图 3(b) 所示。可以看出, $|P_{\text{sum}}(\omega)|^2$ 随频率变化呈现周期性振荡。利用顶点插值拟合方法求得振荡条纹上下边沿, 如图 3(c) 所示。取上、下边沿的差, 得到拟合后 P_{B12} 的功率谱。由图 3(d) 可看出, 拟合得到的 P_{B12} 功率谱与代入(7)式得到的 P_{B12} 初始功率谱完全重合。由于光纤上布里渊散射光由总宽度为 W 的双脉冲光散射得到, 相对于宽度为 W_0 的单脉冲 BOTDR 系统来说, 双脉冲增加了抽运光与声子的作用时间, 在保持空间分辨率不变的情况下布里渊散射谱变窄。

图 1 所示的双脉冲光入射到光纤中时, 可以用双脉冲形状的时域窗函数截取被测区域的散射光信息, 对散射光功率谱中的调制成分求包络, 拟合出相干自发布里渊散射谱, 继而得到该位置单脉冲覆盖范围内光纤的自发布里渊散射谱谱宽和中心频率等信息。

在 Koyamada 等^[13]的实验中, 利用图 3(b) 中周期性振荡条纹内幅值最大的一个周期的中心频率来表征布里渊频谱的中心频率。他们使用匹配滤波器来延时前一个脉冲产生的散射光, 使得光纤同一位置处由前后两个脉冲产生的散射光能够叠加。匹配滤波器延迟的时间等于两个脉冲之间的时间间隔。当电学器件中存在随机抖动时, 匹配滤波器抽头之间的延时和两个脉冲之间的时间间隔都容易发生变化。当抽头的延时在散射信号的一个周期内发生变化时, 匹配滤波器提取的两个散射光之间的相位差就会出现变化, 干涉条纹就会移动, 使得幅值最大的一个周期的中心频率与布里渊频谱本身的中心频率出现偏差, 表现在频谱上就是周期性振荡条纹出现倾斜, 从而增加了测量误差。此外, 两个脉冲之间的时间间隔抖动也会使匹配滤波器采

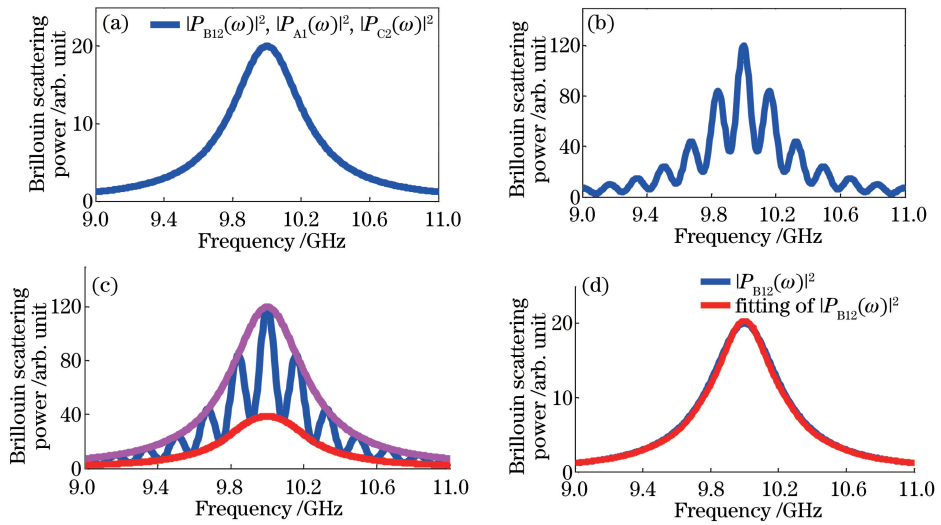


图3 建模分析相干布里渊散射功率谱的求解过程。(a)数值模拟布里渊散射功率谱的值；(b) $P_{\text{sum}}(\omega)$ 功率谱的计算值；(c) $P_{\text{sum}}(\omega)$ 功率谱中振荡条纹的拟合；(d) $|P_{\text{B12}}(\omega)|^2$ 初始值和拟合值的对比

Fig. 3 Modelling and analysis of coherent Brillouin scattering power spectra. (a) Numerical simulation for Brillouin scattering power spectrum; (b) calculated power spectrum of $P_{\text{sum}}(\omega)$; (c) fitting vibration stripes in power spectrum for $P_{\text{sum}}(\omega)$; (d) comparison of initial $|P_{\text{B12}}(\omega)|^2$ and fitted $|P_{\text{B12}}(\omega)|^2$

集到更多非相干的散射光信号,从而降低干涉条纹的对比度。Koyamada 课题组使用窗函数对实验中存在的测量误差提出了一些算法上的改进。本文使用不等臂马赫-曾德尔(M-Z)光纤干涉仪产生双脉冲光,并用保温防震装置保护干涉仪,保证双脉冲间隔在短时间内的稳定性。同时利用解调出的频谱上周期振荡条纹包络的中心频率来确定布里渊散射谱的中心频率,避免了振荡条纹的移动对测量准确性的影响,降低了对实验器件的性能要求,便于长时间测量。

3 实验部分

实验系统如图 4 所示,光源为窄线宽光纤激光器,输出功率为 13 dBm。经过 1:1 分束器后,一路光被频移 11 GHz 作为本振光,供拍频使用;另一路光被电光调制器(EOM)调制,产生半峰全宽 $W_0=4$ ns、重复频率为 50 kHz 的脉冲光。脉冲光经掺铒光纤放大器(EDFA)放大后,再通过消光比大于等于 35 dB、频移为 160 MHz 的声光调制器(AOM),进一步提高脉冲光的消光比。使用臂长差 $L=1.4$ m 的不等臂 M-Z 干涉仪,得到脉冲光间隔 $\tau=7$ ns、总半峰全宽 $W=11$ ns 的双脉冲光,然后通过环形器耦合到 1000 m 长的被测光纤中。其中两个短脉冲光的半峰全宽 W_0 均为 4 ns。

实验中双平衡光电探测器(BPD)的带宽为 1.8 GHz,使用一个速率为 4 GS/s、量化位数为 12 位的采集卡(A/D)采集 BPD 传来的信号。实验系统的空间分辨率 $R=0.4$ m ($R=W_0c/2n$),对应长度上 A/D 采集到 16 个数据点;间隔 $L=1.4$ m,对应长度上 A/D 采集到 56 个数据点。设 A/D 输出的电信号为 E ,在电信

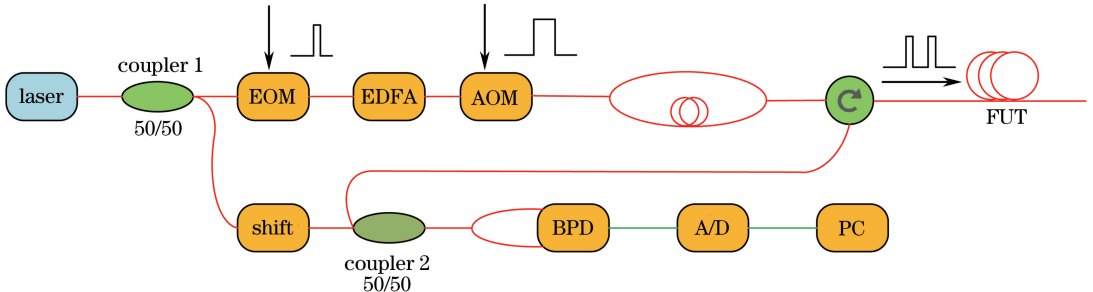


图 4 实验系统框图

Fig. 4 Block diagram of experimental setup

号 E 上按照与双脉冲形状相同的窗函数截取数据,根据(4)式可得

$$E_{\text{sum}}[m] = E[m] + E[m - 56], \quad (8)$$

当 $m = M_B + i, i = 0, 1, 2, \dots, 15$ (M_B 代表 B 点散射光的起始位置)时, $E[m]$ 代表 $E_{A1}(t) + E_{B2}(t)$ 的离散信号, $E[m - 56]$ 代表 $E_{B1}(t - \tau) + E_{C2}(t - \tau)$ 的离散信号。则(8)式对应的功率谱为

$$|P_{\text{sum}}(k)|^2 = |P[\exp(j\omega)]|^2 + \left\{ |P_{56}[\exp(j\omega)]| \exp\left(-j \frac{2\pi k \times 56}{N}\right) \right\}^2, \quad k = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (9)$$

式中 $N = 1024$, $P_{56}[\exp(j\omega)]$ 为 $E[m - 56]$ 的离散傅里叶变换。图 5(a) 中振荡条纹为 $P_{\text{sum}}(k)$ 的功率谱。取 $|P_{\text{sum}}(k)|^2$ 振荡条纹的上、下边沿包络,拟合得到 B 位置相干散射光的功率谱,如图 5(b) 所示,此即为(7)式中的 $|P_{B12}(\omega)|^2$ 。对其进行洛伦兹拟合即可得到 B 位置光纤的自发布里渊散射谱谱宽和中心频率等信息,利用这些信息可以求出 B 位置光纤温度或应力信息。加热任意一段长度为 R 的光纤,测得包含该位置的 10 m 长光纤上的自发布里渊散射光,计算得到的功率谱如图 5(d) 所示,可以看出布里渊散射光的中心频率在该位置有明显的偏移。

为了观察由双脉冲入射光得到的布里渊散射谱谱宽是否有明显改善,在相同的实验条件下,去除实验装置中的 M-Z 干涉仪,将探测光改为半峰全宽为 4 ns 和 11 ns 的单个脉冲光,进行两次实验,并在 B 位置测得两个脉冲的自发布里渊散射光。将三种自发布里渊散射谱的幅值归一化,如图 5(c) 所示。通过比较可以看出,半峰全宽为 4 ns 的单脉冲注入和双脉冲注入相比,后者得到的自发布里渊散射谱宽约为前者的一半,与半峰全宽为 11 ns 的单脉冲注入结果相似,这表明利用双脉冲光得到的相干自发布里渊散射谱宽与双脉冲光的总宽度有关。

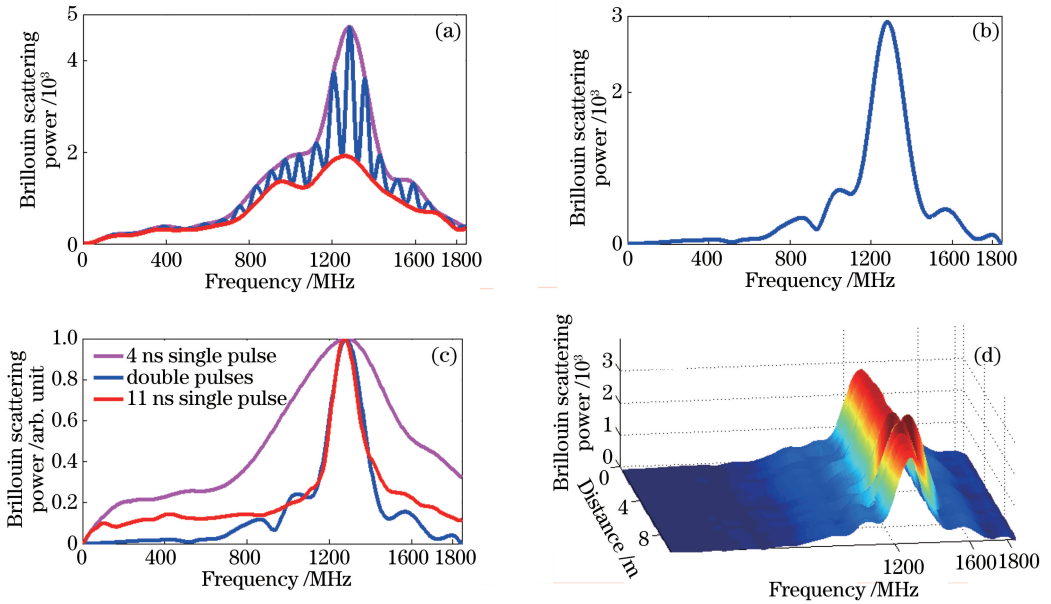


图 5 B 点的测量值。(a) $P_{\text{sum}}(k)$ 的功率谱及其振荡包络;(b) 相干自发布里渊散射功率谱;(c) 不同探测光下得到的自发布里渊散射功率谱;(d) 加热一段长度为 R 的光纤测得的自发布里渊散射谱的频移

Fig. 5 Measured data for point B. (a) Power spectrum and oscillation envelope of $P_{\text{sum}}(k)$; (b) power spectrum of coherent spontaneous Brillouin scattering; (c) spontaneous Brillouin scattering power spectra under different probe light; (d) frequency shift of spontaneous Brillouin scattering spectrum after heating a section of fiber with length of R

利用图 4 所示的实验装置进行多点测量。在 FUT 中间部分,选取间隔为 1 m 的 4 段光纤(图 6),长度分别为 2, 1, 0.5, 0.25 m。将红色区域光纤浸没在 85 °C 热水中,其余部分处于 20 °C 空气中。

实验结果如图 7 所示,蓝色实线为测得的自发布里渊散射谱频移,红色虚线对应光纤上温度的变化。可以看出,双脉冲 BOTDR 系统能够清晰地区分长度为 2, 1, 0.5 m 的测试位置,不同测试位置之间有明显的凹坑。对于长度为 0.25 m 的测试位置,只能看到一个较小的突起,不能分辨温度信息。实验得到 0.5 m 的空间分辨率,后续可以通过进一步优化脉冲放大,保持入射光偏振来提高系统信噪比,减小测量误差。

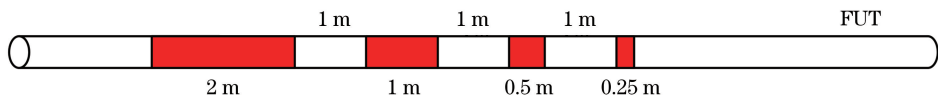


图 6 多点加热示意图

Fig. 6 Schematic for multi-point heating

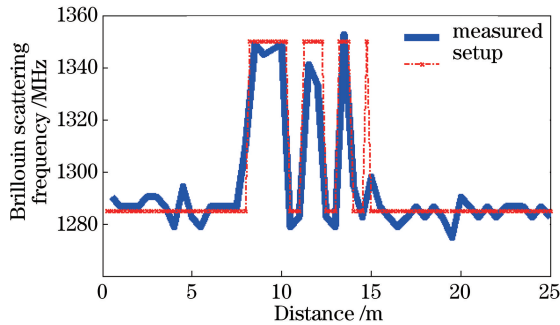


图 7 双脉冲 BOTDR 系统多点测量实验结果

Fig. 7 Experimental results of double-pulse BOTDR system for multi-point heating

实验结果表明,双脉冲 BOTDR 系统的空间分辨率由双脉冲中的单个脉冲宽度决定,而测量精度与双脉冲的总宽度有关。为了满足同一位置光纤的散射光存在相干性这一前提条件,必须使双脉冲光的时间间隔 $\tau < T_B$ 。同时,当 $W \geq T_B$ 时,可以避免 B 位置光纤的布里渊散射增益谱展宽,减小测量误差。因此,利用入射光为双脉冲的 BOTDR 系统可以在一定范围内解决空间分辨率和测量精度之间的矛盾,使空间分辨率达到亚米量级。

4 结 论

搭建了入射光为双脉冲的新型 BOTDR 系统,利用同一位置散射光的相干特性,通过拟合功率谱振荡条纹的包络求得布里渊散射频移,实现了光纤上亚米长度范围内的温度分辨。实验证明双脉冲 BOTDR 系统可以准确探测 0.5 m 空间范围内的温度变化,达到亚米量级的空间分辨率,自发布里渊频谱展宽比同等空间分辨率下使用单一脉冲作为探测光的 BOTDR 系统减小一半以上。

参 考 文 献

- 1 Kurashima T, Horiguchi T, Tateda M. Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers[J]. Applied Optics, 1990, 29(15): 2219-2222.
- 2 Peng Jiaobo, Bian Zhenglan, Hao Yunqi, *et al.* Frequency locking of two DFB lasers for distributed optical fiber sensing applications[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(7): 0705001.
彭交波, 卞正兰, 郝蕴琦, 等. 用于布里渊分布式光纤传感的光学锁频系统[J]. 中国激光, 2012, 39(7): 0705001.
- 3 Zhao Xiaodong, Lu Yuangang, Hu Junhui, *et al.* A wavelength-scanning Brillouin optical time domain reflectometer[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(8): 0805003.
赵晓东, 路元刚, 胡君辉, 等. 波长扫描型布里渊光时域反射仪[J]. 中国激光, 2012, 39(8): 0805003.
- 4 Chen Fuchang, Hu Jiacheng, Zhang Chengtao, *et al.* Distributed Brillouin optical fiber temperature sensor based on high frequency microwave technology[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(6): 0605009.
陈福昌, 胡佳成, 张承涛, 等. 基于高频微波技术的分布式布里渊光纤温度传感器[J]. 中国激光, 2012, 39(6): 0605009.
- 5 Song Muping, Li Zhicheng, Qiu Chao. A 50 km distributed optical fiber sensor based on Brillouin optical time-domain analyzer[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(6): 1426-1429.
宋牟平, 励志成, 裘超. 50 km 长距离布里渊光时域分析分布式光纤传感器[J]. 中国激光, 2010, 37(6): 1426-1429.
- 6 Hong Xiaobin, Guo Hongxiang, Wu Jian. A Brillouin optical time domain analysis based distributed fiber optic intrusion sensor system[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(4): 1037-1041.
洪小斌, 郭宏翔, 伍剑. 基于布里渊时域分析的分布式光纤传感入侵定位系统[J]. 中国激光, 2010, 37(4): 1037-

1041.

- 7 Kurashima T, Horiguchi T. Brillouin optical-fiber time domain reflectometry [J]. IEICE Transactions on Communications, 1993, E76-B(4): 382-389.
- 8 Horiguchi T, Tateda M. Optical-fiber attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave[J]. Optics Letters, 1989, 14(8): 408-410.
- 9 Fang Z J, Chin K, Qu R H, *et al.* Fundamentals of optical fiber sensors[M]. New Jersey: Wiley, 2012: 320-321.
- 10 Kishida K, Li C H, Nishiguchi K. Pulse pre-pump method for cm-order spatial resolution of BOTDA[C]. SPIE, 2005, 5855: 559-562.
- 11 Liang H, Li W, Linze N, *et al.* High-resolution DPP-BOTDA over 50 km LEAF using return-to-zero coded pulses[J]. Optics Letters, 2010, 35(10): 1503-1505.
- 12 Nishiguchi K, Li C H, Guzik A, *et al.* Synthetic spectrum approach for Brillouin optical time-domain reflectometry[J]. Sensors, 2014, 14(3): 4731-4754.
- 13 Koyamada Y, Sakairi Y, Takeuchi N, *et al.* Novel technique to improve spatial resolution in Brillouin optical time-domain reflectometry[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2008, 19(23): 1910-1912.
- 14 Agrawa G P. Nonlinear fiber optics[M]. New York: Academic Press, 2013: 375-376.