

文章编号: 1001-3806(2016)03-0363-04

光纤受激布里渊散射的光信号特性分析

张 聪, 余文峰*, 夏 珉, 杨春华

(华中科技大学 光学与电子信息学院, 武汉 430074)

摘要: 为了研究抽运光的脉冲宽度对布里渊散射光的影响, 对光纤传感系统中基于受激布里渊散射的三波耦合方程进行了分析, 采用频域分析和一种微扰近似理论推导了散射光的近似表达式, 然后通过数值计算分析了散射光随着脉冲宽度的变化规律。结果表明, 在宽度接近于 20ns(声子寿命)的脉冲下, 散射谱出现多波峰结构; 当宽度越来越接近于 40ns 时, 主波峰逐渐增大, 次波峰逐渐减小; 当采用的脉冲宽度远远大于声子寿命时, 散射谱只出现一个波峰并且维持一个波峰不变。此研究为传感中选取合适的脉冲宽度提供了参考。

关键词: 非线性光学; 受激布里渊散射; 三波耦合方程; 布里渊频谱; 多峰结构

中图分类号: O437; TP212.1⁺4 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.03.013

Characteristics of optical fiber stimulated Brillouin scattering signal

ZHANG Cong, YU Wenfeng, XIA Min, YANG Chunhua

(School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: In order to study effect of pulse width of pump light on Brillouin scattering light, three-wave coupling equations of stimulated Brillouin scattering in optical fiber sensing system were researched. The approximate expressions of scattering light were deduced based on frequency domain analysis and perturbation approximation theory. The influence of pulse width on Brillouin spectrum was analyzed through numerical calculation. The results show that a multi-peak structure of Brillouin scattering spectrum is gotten when the width is close to 20ns(phonon lifetime). When the width is more and more close to 40ns, the main peak increases and the sub-peak decreases gradually. When pulse width is far greater than phonon lifetime, scattering spectrum appears only one peak and maintains a constant peak. The study gives references for the choose of suitable pulse width in sensing.

Key words: nonlinear optics; stimulated Brillouin scattering; three wave coupling equations; Brillouin spectrum; multi peak structure

引 言

布里渊光纤时域分析^[1] (Brillouin optical fiber time domain analysis, BOTDA) 是在受激布里渊散射效应的基础上构建起来的, 它是光纤传感技术领域重要的一种分析技术。当入射光功率超过一定的阈值时, 会在光纤中产生后向传输的斯托克斯光, 抽运光和斯托克斯光通过强化的声波非线性相互作用, 使得抽运光的能量不断转移到斯托克斯波上, 从而产生受激布里渊放大效应^[2-3]。该系统利用两路存在频率差的光源分别在光纤的两端输入, 并在两束光的相互作用区域产生受激布里渊放大, 由于布里渊频移和布里渊散射光强与温度和应变之间的关系, 所以通过检测后向

传输的散射光就可以计算出传感量^[4-6]。

在 BOTDA 系统中, 脉冲抽运光对探测光进行受激放大产生的布里渊散射光并不是严格的洛伦兹型的光谱结构, 有时也会因为脉冲抽运光的特性造成一些频谱变形, 在光纤传感中要求的布里渊散射光尽可能地保持单峰结构, 以利于探测器进行探测, 获取布里渊峰值处的频移值。

本文中主要是对影响布里渊散射光的脉冲光进行研究, 分析了抽运光脉宽和布里渊本征增益谱对散射光的影响。分别考虑长短脉冲对布里渊散射谱的作用, 分析了布里渊散射谱的特征和变化。

1 增益型 BOTDA 光时域分析的原理与系统结构

在 BOTDA 系统中, 两路光源之间存在着不能统一进行匹配的特点, 从而导致系统存在着探测光功率不稳定。在这里可以使用一个激光光源通过光纤耦合

作者简介: 张 聪(1989-), 男, 硕士研究生, 从事光纤传感方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: gdlaser@sohu.com

收稿日期: 2015-04-24; 收到修改稿日期: 2015-05-15

器进行合理分配并调制后分别产生脉冲光和连续光,两束光相向传输并在传感光纤中产生受激布里渊散射效应,这就是单光源 BOTDA 系统。单光源的 BOTDA 系统的结构相对比较简单,系统的稳定性也能够大大地提高。如图 1 所示,一束激光通过光纤耦合器分成两束,一束通过微波调制的电光调制器 (electro optic modulator, EOM) 后,再经过偏振控制器 (polarization controller, PC) 得到脉冲光入射到单模光纤 (single mode fiber, SMF) 中;另一束通过光隔离器从单模光纤的另一端入射进去,最后用探测器探测发生散射后的散射光并进行记录。

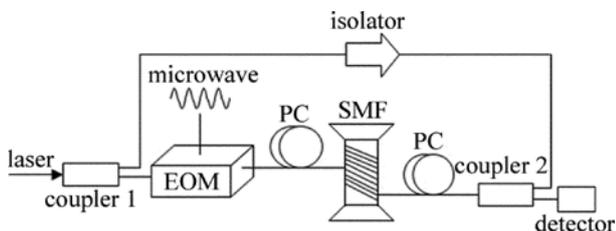


Fig. 1 System structure diagram of BOTDA with single source

BOTDA 系统按照构成机理分为两种类型,即受激布里渊散射增益型和受激布里渊散射损耗型^[7]。受激布里渊增益型是当采用的脉冲抽运光频率高于探测连续光频率时,按照相互作用机理,抽运光的能量将会向探测连续光转移。如图 2 所示,从光纤 $z=0$ 处入射一个脉冲, $z=L$ (L 为光纤的长度) 处入射的则是连续探测光 (continuous wave, CW), 选取光纤中的一段 $[z, z+u]$ (其中 u 表示脉冲光的空间长度) 来研究相互作用,发现在此处抽运脉冲光和连续光发生能量交换,导致脉冲光能量减少,而连续光能量增加,相当于在原来的强度波形上叠加了一个脉冲。受激布里渊损耗型是,当抽运光频率低于探测光频率时,与增益型相反的是探测光能量向抽运光转移。在受激布里渊增益型系统中因为抽运光能量不断衰减,所以在实际中难以实现长距离传感,而在损耗型中探测光是直流光能量会不断增大,则可以使传感距离大大增加^[8]。但是作为一种重要的传感机理,增益型传感原理在布里渊传感技术中仍然有重要的研究价值^[9-10]。

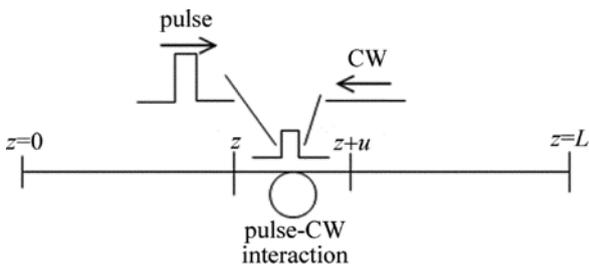


Fig. 2 Interaction diagram of stimulated Brillouin gain type

2 散射光信号的分析

2.1 三波耦合方程

为了了解散射信号的特性,对三波耦合方程进行分析,对于脉冲宽度 $T \gg 10\text{ns}$ 的抽运脉冲^[11],声子寿命为 $T_0 = 20\text{ns}$ 。若抽运脉冲和斯托克斯脉冲的峰值功率都很低,那么自相位调制 (self phase modulation, SPM) 和交叉相位调制 (cross phase modulation, XPM) 可以忽略不计。由于宽脉冲声波的衰减忽略不计,所以可以得到如下的带时间项的受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 方程组:

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{g(\Omega_B)}{A_{\text{eff}}} P_p P_s \quad (1)$$

$$-\frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_s}{\partial t} = \frac{g(\Omega_B)}{A_{\text{eff}}} P_p P_s \quad (2)$$

式中, P_p 和 P_s 分别为抽运光和散射光的功率, v_g 为光波的群速率, t 为时间, A_{eff} 为光纤的光有效截面积, 布里渊增益谱为:

$$g(\Omega) = g_0 \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (3)$$

式中, $\Omega_B = \omega_p - \omega_s$ 为布里渊频移, Ω 为偏移后的布里渊频移, ω_p 和 ω_s 分别表示抽运光和散射光的中心角频率, Γ_B 为布里渊谱的半峰宽度, 布里渊增益峰值因子 g_0 为:

$$g_0 = g(\Omega_B) = \frac{8\pi^2 \gamma^2}{n\lambda\rho cv\Gamma_B} \quad (4)$$

式中, γ 为电致伸缩系数, 可取 $\gamma = 0.902$, n 为光纤的折射率, λ 表示抽运光波长, ρ 表示光纤的密度, c 表示光速, v 表示声速。

2.2 散射信号的求解

在这里,抽运光和探测光相互作用产生的斯托克斯光相对于探测光的强度很小,并且也比脉冲抽运光的强度小很多,用微扰理论来求解抽运脉冲光从光纤的 $z=0$ 端入射到光纤中产生的 SBS 信号,即假设从光纤的 $z=L$ 入射的连续的探测光只随着光纤的距离变化,不随时间变化,则有如下式子^[12]:

$$P_{\text{CW}}(z) = P_{\text{CW}}(L) \exp[-\alpha(L-z)] \quad (5)$$

式中, $P_{\text{CW}}(L)$ 表示光纤 $z=L$ 入射的探测光, L 是光纤的长度, α 是光衰减系数。(5)式结合(1)式和(2)式,将(1)式和(2)式中 $P_{\text{CW}}(z)$ 代替 P_s , 再经过傅里叶变换可以得到:

$$P_p(\Omega_s, z) = P_p(\Omega_s, 0) \times \exp\left\{-\frac{i\Omega_s z}{v_g} - a_2[\exp(\alpha z) - 1]g_B(\Omega_B)\right\} \quad (6)$$

式中, Ω_s 为散射光强度的频率。

在 $z=0$ 端抽运光入射, 还未发生频谱变化, 故 $P_p(\Omega_s, 0) = P_p(\Omega_p, 0)$ 。(6)式中的 a_2 相当于探测光在 $z=0$ 端的等效入射光强, 表示为:

$$a_2 = \frac{P_{CW}(L) \exp(-\alpha L)}{\alpha A_{eff}} \quad (7)$$

一般取 $g_0 = 1.6 \times 10^{-11} \text{ m/W}$, 将(2)式做傅里叶变换, 并将(6)式代入, 通过近似并忽略虚指数项, 可以求得散射光:

$$P_s(\Omega_s, z) = -\alpha a_2 g(\Omega_B) P_p(\Omega_p, 0) \times \exp\left(\frac{2i\Omega_s z}{v_g}\right) \frac{\exp(\beta z) - \exp(\beta L)}{\beta} \quad (8)$$

式中, $\beta = -a_2 g_0 \alpha + \alpha + 2i\Omega_s/v_g \approx -a_2 g_0 \alpha + \alpha$ 。

采用上式计算准连续光下的散射谱得到的结果与抽运光的形状一致, 而实际上准连续抽运光作用后产生的散射光的光谱为近似洛伦兹型。这是因为前面的理论分析中在做微扰近似的时候忽略了布里渊增益谱宽度的影响, 仅仅考虑布里渊本征谱中心频率处的值对散射光的影响, 故当采用连续光计算时将不会得到洛伦兹型。根据相关文献中的分析^[13], 当布里渊本征谱具有一定的宽度时, 为了体现出布里渊本征谱的整个频率范围对散射光的影响, 结合前面的分析得到下面的计算公式:

$$dP_s(\Omega_s, z) d\Omega_s = -\alpha a_2 g(\Omega_s, \Omega_B + \Omega_p) \times d\Omega_s P_p(\Omega_p, 0) d\Omega_p \times \exp\left(\frac{2i\Omega_s z}{v_g}\right) \frac{\exp(\beta z) - \exp(\beta L)}{\beta} \quad (9)$$

式中, Ω_p 为抽运光强度的频率。

如图3展示的是脉冲抽运光和布里渊散射光之间的关系, 表示了脉冲抽运光作用下布里渊频移 Ω_B

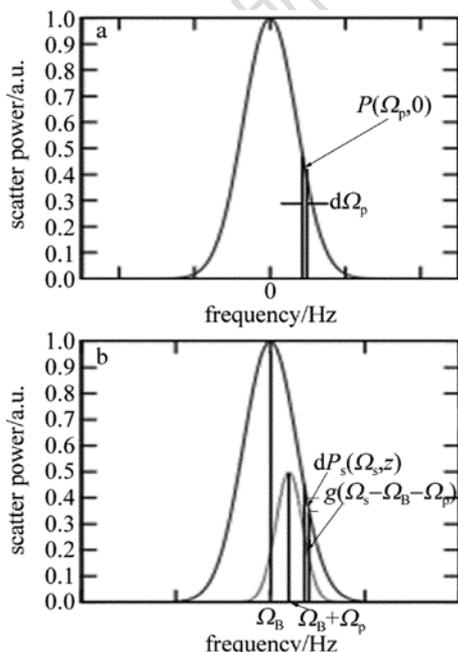


Fig. 3 Relationship between pump pulse light and scattering light

附近的增益谱对散射光的作用。在图3a中, 如果围绕着 Ω_p 处的 $d\Omega_p$ 内的脉冲光强为 $P(\Omega_p, 0)$, 此时对应着图3b中峰值频移为 $\Omega_B + \Omega_p$ 和布里渊半峰宽度为 Γ_B 的布里渊本征谱, 如图3b中的浅色曲线所示; 那么频率为 Ω_s 的布里渊散射光在 $d\Omega_s$ 内的功率将会是由 $d\Omega_p$ 内的脉冲光功率产生的, 如图3b中的黑线所示。总的计算表达式如下所示:

$$P_s(\Omega_s, z) = -\alpha a_2 \int g(\Omega_s - \Omega_B - \Omega_p) P_p(\Omega_p, 0) d\Omega_p \cdot \exp\left(\frac{2i\Omega_s z}{v_g}\right) \frac{\exp(\beta z) - \exp(\beta L)}{\beta} \quad (10)$$

(10)式也就是所要描述的卷积形式, 它表明了抽运光对散射光的作用与布里渊本征增益谱和脉冲光的光谱有关系, 这是一种加权累积的作用, 与自发布里渊散射可以看成是线性系统有相似之处。

3 理论分析与结果

根据上节中的分析, 利用数值计算的方法, 可计算布里渊散射谱的特性。所描述的光纤长度 $L = 10\text{ km}$, $P_p = 1.6\text{ mW}$, $P_{CW} = 1.5\text{ mW}$, 光强衰减系数为 0.3 dB/km , 布里渊本征谱半宽度 $\Gamma_B = 100\pi\text{ Mrad}$, 计算 $z = 3\text{ km}$ 处的布里渊散射光, 如图4和图5所示。

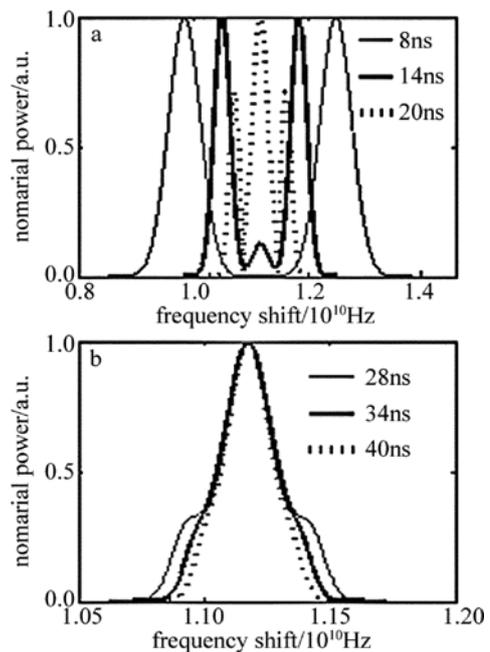


Fig. 4 Brillouin scattering spectrum under the effect of short pulse
a—pulse width is near 20ns b—pulse width is near 40ns

假设采用高斯脉冲作为抽运光入射到单模光纤中。设脉冲宽度为 T , 即高斯脉冲的半功率处对应的时间宽度。当脉冲的长度分为短脉冲和长脉冲时, 会发现短脉冲和长脉冲作用下的布里渊散射谱的结构是存在差别的。在短脉冲的作用下, 布里渊散谱并不是简单的洛伦兹型曲线, 而是在频谱曲线中会包含一些

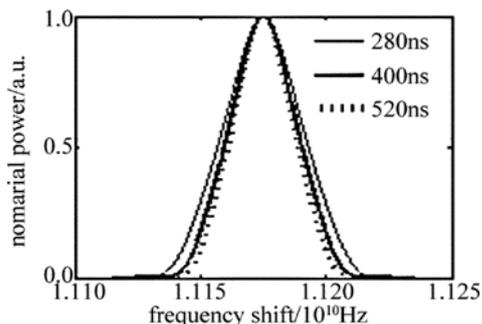


Fig. 5 Brillouin scattering spectrum under the effect of long pulse ($T \gg T_0$)

边频的峰值,从图 4 可以看出,随着脉冲的宽度的增加,散射光谱的边频峰值会出现减小,当脉冲宽度增加到一定的长度时,边频会逐渐的消失,且在频谱的对称中心逐渐出现一个波峰,并成为频谱的主峰。从物理含义上来看,这是因为脉冲光与光纤介质相互作用,由于抽运脉冲光在光纤中传输会出现时间延迟,在频域中会出现相位的因子,相互作用结果会由于脉冲光的不同频率分量的相位不一致导致散射谱的各频谱分量变大或者减小。

如图 5 所示,当脉冲宽度增加到一定的程度时,散射谱的波形将会成为只有一个主峰的形状,即只具有单一峰值,并且会保持单峰的结构。当入射脉冲宽度继续增加时,布里渊归一化散射谱的波形变窄,散射谱的半峰宽度也变窄。脉冲光的脉冲宽度足够宽时,脉冲光频谱很窄,大部分的能量都集中在中心频率处,脉冲光的两侧频率分量几乎为零;在频域中,相位因子对两侧的频率分量影响忽略不计,相互作用不受相位的影响,故受激布里渊散射谱的波形呈现单峰波形。

4 结 论

对传感系统的布里渊光时域进行了分析,研究了该系统中所运用的三波耦合方程,然后利用频域分析理论和微扰近似,得到了布里渊散射频谱的近似公式,分析了散射光随着脉冲宽度的变化规律。通过分析可以发现,布里渊散射谱随着脉冲宽度发生了形状上的改变,随着脉冲宽度的增加,将会从多峰结构向单峰结

构进行演变。在基于布里渊散射的光纤传感系统中,多峰结构不利于传感数据的提取,并会对峰值频率的提取造成干扰,因此,本文中的研究对传感中选取合适的脉冲宽度提供了指导意义。

参 考 文 献

- [1] BEUGNOT J C, TUR M, MAFANG S F, *et al.* Distributed Brillouin sensing with sub-meter spatial resolution: modeling and processing [J]. *Optics Express*, 2011, 19(8): 7381-7397.
- [2] ABEDIN K S. Stimulated Brillouin scattering in single-mode tellurite glass fiber [J]. *Optics Express*, 2006, 14(24): 11766-11772.
- [3] ZHANG L, WANG Zh Y, ZHANG H. Study on Q-switched fiber laser based on stimulated Brillouin scattering [J]. *Laser Technology*, 2008, 32(1): 44-46 (in Chinese).
- [4] HE X K, FENG L T, SHENG Q H. Experimental study about effect of stimulated Brillouin scattering in single frequency pulsed fiber amplifiers [J]. *Laser Technology*, 2012, 36(2): 191-193 (in Chinese).
- [5] WANG H, LÜ Y L, LÜ Zh W. Application and development of stimulated Brillouin scattering in fiber [J]. *Journal of Transducer Technology*, 2005, 24(4): 8-10 (in Chinese).
- [6] MO X F, SHI J L, CHEN X G. Measurement of SBS linewidth based on time-domain Fourier transform [J]. *Laser Technology*, 2013, 37(5): 561-564 (in Chinese).
- [7] ZHANG X P, WANG F, LU Y G. Fully distributed optical fiber sensor based on Brillouin effect [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2009, 46(11): 14-20 (in Chinese).
- [8] LI X H, LIANG H, XU W H. Comparison of characteristics of commonly-used distributed optical fiber sensors [J]. *Optical Communication Technology*, 2007, 31(5): 14-18 (in Chinese).
- [9] ZORNOZA A, OLIER D. Brillouin distributed sensor using RF shaping of pump pulses [J]. *Measurement Science and Technology*, 2010, 21(9): 094021.
- [10] MAFANG S F, TUR M, BEUGNOT J C, *et al.* High spatial and spectral resolution long-range sensing using Brillouin echoes [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2010, 20(28): 2993-3003.
- [11] AGRAWAL P. *Nonlinear fiber optics* [M]. 4th ed. New York, USA: Academic, 2007: 344-346.
- [12] BAO X, DHLIWAYO J. Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1995, 13(7): 1340-1348.
- [13] NARUSE H, TATEDA M. Trade-off between the spatial and the frequency resolutions in measuring the power spectrum of the Brillouin backscattered light in an optical fiber [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(31): 6516-6521.