



上海交通大学
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

百公里传感范围的布里渊分布式传感技术

上海交通大学

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

学士学位论文

THESIS OF BACHELOR



论文题目：百公里传感范围的布里渊分布式传感技术

学生姓名：龙鑫

学生学号：5090309755

专 业：信息工程

指导教师：陈建平

学院(系)：电子信息与电气工程学院

百公里传感范围的布里渊分布式传感技术研究

摘要

基于布里渊散射效应的分布式光纤传感系统具有巨大应用潜力，其中基于受激布里渊散射效应的方案可主要分为布里渊光时域分析（BOTDA）和布里渊相关域分析（BOCDA）两种。

BOTDA 技术的传感范围能够达到数十公里，但要实现更长距离的传感，则受布里渊泵浦耗散的制约。本文通过数学建模和数值仿真分析光纤中的布里渊散射现象，理论分析了 BOTDA 系统中由布里渊泵浦耗散现象所导致的系统测量误差。分析了布里渊泵浦耗散现象在双稳态结构中造成的频谱展宽、增益饱和及频谱下陷（或频谱烧孔, spectrum burning）现象，对上述现象给出了合理的解释，并给出了其与注入光功率以及光纤长度的关系，为百公里光纤传感研究和系统架构提供理论依据。

BOCDA 技术容易实现超高空间分辨率并有效规避布里渊耗散现象，但现有 BOCDA 构架依赖锁相放大器，整个系统复杂、成本高，且无法实现实时测量。本文中提出了一种去锁相放大器的 BOCDA 系统简化方案并搭建了实验平台进行了初步验证。

关键词： 传感距离，布里渊散射，布里渊光时域分析技术，布里渊泵浦耗散，布里渊光相关域分析技术

STUDY ON BRILLOUIN DISTRIBUTED FIBER OPTIC SENSORS WITH SENSING RANGE OVER HUNDRED KILOMETERS

ABSTRACT

Distributed optical fiber sensors based on Brillouin scattering are potentially applicable to many areas. Those which are based on stimulated Brillouin scattering can mainly be divided into Brillouin optical time-domain analysis (BOTDA) technique and Brillouin correlation-domain analysis (BOCDA) technique.

BOTDA technique can achieve sensing range over tens of kilometers. Brillouin pump depletion is one of the major bottlenecks that limit the development of such sensors with longer sensing range. In this thesis, we study the Brillouin scattering in optical fiber through mathematical modeling and numerical simulation. We theoretical analyze the systematic errors brought in by Brillouin pump depletion in BOTDA. Phenomena such as spectrum broadening, gain saturation and spectrum burning caused by Brillouin pump depletion in bistable structure are investigated and reasonably explained. Their relationships to the injected light power and fiber length are also given, which provide guidance for of the study on Brillouin fiber sensors with sensing range over hundred kilometers.

BOCDA technique can achieve high spatial resolution and effectively avoid Brillouin pump depletion. However, dependence on the lock-in amplifier in traditional BOCDA systems results in high complexity and cost. It is also difficult for real-time measurement. In this thesis, a novel simplified scheme to avoid the use of lock-in amplifier for BOCDA has been proposed and is preliminarily verified via experiment.

Key words: Sensing range, Brillouin scattering, Brillouin optical time-domain analysis, Brillouin pump depletion, Brillouin correlation-domain analysis techniques

目 录

第一章 绪论	1
1.1 课题研究背景	1
1.2 布里渊传感原理	1
1.3 本文的主要内容	4
第二章 百公里布里渊光纤传感性能探究	5
2.1 BOTDA 原理	5
2.2 实验搭建	5
2.3 理论分析	7
2.3.1 BOTDA 数值仿真	7
2.3.2 双稳态结构分析	13
2.4 本章小节	20
第三章 超高空间分辨率布里渊传感系统优化	21
3.1 BOCDA 原理	21
3.2 实验测量方案	22
2.2.1 增益损耗级联方案	22
2.2.2 双平衡探测方案	24
3.3 本章小节	25
第四章 总结与展望	26
参考文献	27
谢辞	29
发表论文	30

第一章 绪论

1.1 课题研究背景

光纤传感作为一种新型传感技术,近年来越来越多地受到人们的关注。光纤传感技术采用光波作为传输介质,与电类或其他机械类传感技术相比,具有空间占用体积小、设备重量轻、工作能耗低、使用寿命长、耐高温、抗腐蚀和电磁干扰等优势。它能够在众多条件恶劣如狭窄空间、强电磁干扰等环境中投入使用。光通信所处的频段远高于电类通信,因此可以拥有很大的传输带宽。光纤可实行分布式传感,它的低传输损耗使其容易实现长距离传感测量。因此,光纤传感技术作为一个非常有发展潜力的传感技术,正逐渐广泛应用于医疗、深海监测、石油化工、工程建筑健康检测、电力系统及航空航天等各个领域^[1]。

按照测量工作点空间分布区分,光纤传感技术可分为单点式、准分布式和全分布式三种类型。

(1) 单点式传感系统

单点式传感系统的测量工作点固定,其余光纤仅作为信号的传输介质。常见的单点式传感器有法布里—珀罗(Fabry-Perot, FP)光纤传感器^[2]和光纤光栅(Fiber Bragg Grating, FBG)传感器^[3]。由于单点式传感系统的测量工作点固定,具有高的测量精度。

(2) 准分布式传感系统^[4]

准分布式传感系统通常由一系列传感器阵列或多个复用光纤传感器组成。在信号上采用时域分析或频域分析的方法,解调出传感信号的空间分布。该技术容易实现长距离、大范围的智能系统组网,但成本昂贵,且无法实现连续测量。准分布式光纤传感器例如光纤光栅阵列。

在单点式传感系统和准分布式传感系统中,大部分光纤仅作为信号的传输媒介,且测量工作点固定。无法做到整个系统空间范围内的连续测量,存在所谓的传感“盲区”。

(3) 全分布式传感系统

在全分布式传感系统中,光纤既作为信号的传输介质同时也成为传感媒介,这种系统主要利用光纤中发生的弹性/非弹性散射效应。作为传感媒介的光纤在长度上是连续分布的,因此该技术在空间上,即整个传感系统内可以做到连续测量,单次测量便得到传感变量在整个系统中的空间分布。在传感变量方面上,全分布式传感系统也可以实现多传感变量同时测量。

全分布式传感系统具备很好的发展优势和应用前景。近年来,针对全分布式传感系统的研究也逐渐增多。根据基于光纤中不同的弹性/非弹性散射效应,可分为基于瑞利散射、基于拉曼散射^[5]以及基于布里渊散射构建的分布式传感系统。瑞利散射由于对温度和应变不敏感,在光纤传感中的应用已经越来越少;基于拉曼散射的光时域传感技术是目前最为成熟的光纤传感技术。但拉曼散射效应阈值高,容易引入其他非线性效应,传感距离受限,并且对应变不敏感的特性也使得人们把目光逐渐转移到了其他的传感技术^[6];基于布里渊散射的传感技术同时对温度和应变敏感的特性,可以实现长传感距离和高空间分辨率,已经成为分布式光纤传感的热点研究领域^[1,7]。

1.2 布里渊传感原理

光纤中的布里渊散射效应是光波与声波在光纤中传播时相互作用而发生的光波频率下移的非线性效应。若声波是由于光纤中粒子自发振动生成的，则称为自发布里渊散射 (Spontaneous Brillouin Scattering, SpBS)；若声波是由于泵浦光和探测光相互作用激发的，则称为受激布里渊散射 (Stimulated Brillouin Scattering, SBS)。泵浦光经过布里渊散射后会产生一个频率下移，该频移称为布里渊频移 (Brillouin Frequency Shift, BFS)：

$$v_B = \frac{2n_{eff}V_a}{\lambda} \quad (1-1)$$

其中， n_{eff} 为有效折射率， V_a 为声波在光纤中的传播速度 (简称声速)， λ 为工作波长^[8]。

光纤中的有效折射率和声速均与温度以及应变等环境参量有关。因此，基于布里渊散射效应的光纤传感技术的原理，即是通过检测 BFS 反映出传感光纤所处环境变化。对于标准的单模光纤而言，当工作在 1550nm 波段时，BFS 约处于 10.85GHz 附近，布里渊增益谱 (Brillouin Gain Spectrum, BGS) 的 3dB 带宽约为 30MHz。

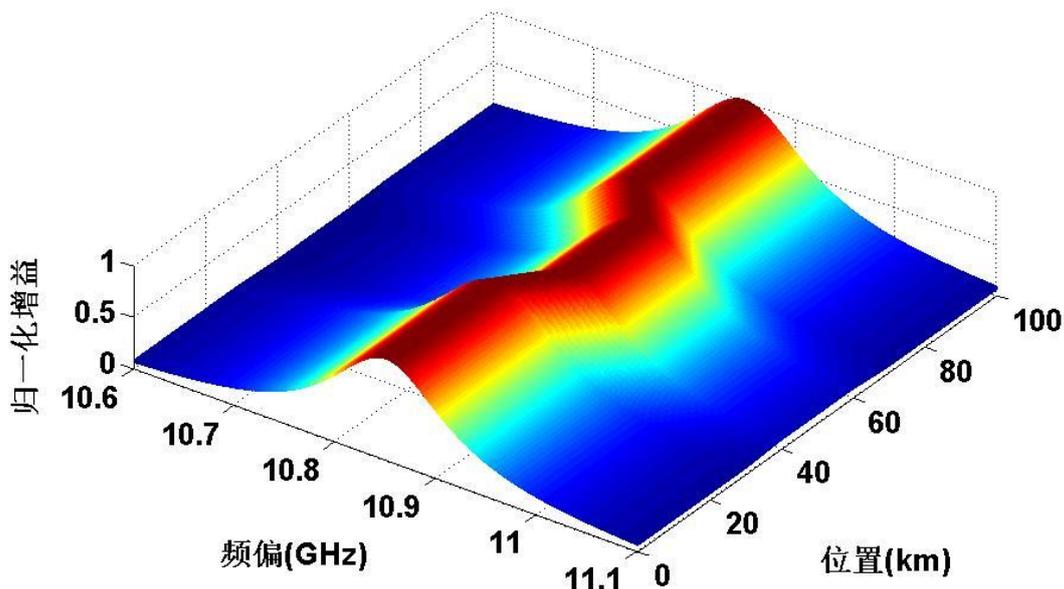


图 1-1 布里渊传感中 BFS 与光纤温度、应变关系示意图

图 1-1 所示是 BFS 与光纤中的温度、应变等参量有关，根据图中 BFS 的变化可以判断，在 40km~60km 区间处的温度、应变有变化。

布里渊散射的阈值功率低 (约为 1mW)，增益谱带宽远比拉曼散射谱要窄。因此，基于布里渊散射的光纤传感更容易实现长距离和高精度的传感测量，是非常具有发展潜力的技术。布里渊分布式光纤传感按照其工作方式的不同分为以下几种技术：

(1) 布里渊时域反射 (Brillouin Optical Time-domain Reflectometer, BOTDR) 技术^[9]

如图 1-2(a)所示，BOTDR 系统中，泵浦光以脉冲形式注入传感光纤，通过检测其经过 SpBS 效应后反射回来的频率下移的探测光，即可通过探测光的功率谱反映出 BGS，从而求取 BFS。脉冲形式的泵浦光则确保了信号在时间上的分布对应 BGS 在空间上的分布。

BOTDR 基于 SpBS 效应原理，探测光信号非常微弱，信噪比低，限制了该系统的传感距离；同时，泵浦光以脉冲形式存在，激发的声子寿命很短，进一步阻碍了布里渊散射现象的发生。

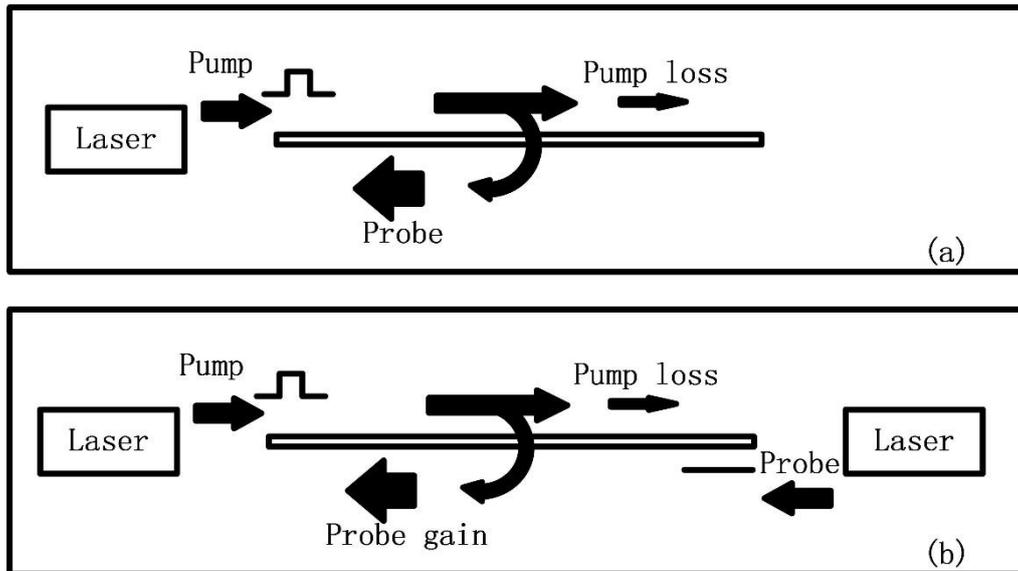


图 1-2 BOTDR/BOTDA 示意图:(a)BOTDR 技术; (b)BOTDA 技术

(2) 布里渊时域分析 (Brillouin Optical Time-domain Analysis, BOTDA) 技术

如图 1-2(b)所示, BOTDA 系统中, 泵浦光同样以脉冲形式注入传感光纤, 在传感光纤的另一端注入频率下移的探测光, 传感光纤中发生 SBS 现象。通过检测在泵浦光注入端接收到的探测光, 改变泵浦光与探测光的拍频即可通过探测光的功率谱反映出 BGS, 从而求取 BFS 分布。同样的, 信号在时间上的分布对应着 BGS 特性在空间上的分布。

BOTDA 较 BOTDR 而言, 均使用脉冲形式的泵浦光, 传感光纤中的声子寿命都很短; 但在传感光纤中发生的是 SBS 而不是 SpBS, BOTDA 的探测光信号将比在 BOTDR 中更大, 信噪比更好, 可以做到长距离的传感测量, 传感距离可以达到百公里量级。目前制约 BOTDA 传感距离的因素很多, 例如布里渊泵浦耗散、光纤损耗以及脉冲消光比等。同时, BOTDA 的传感距离与空间分辨率也存在着一种相互制约的关系, 在追求长距离传感范围的同时只能达到米量级甚至百米量级的空间分辨率。

(3) 布里渊相关域分析 (Brillouin Optical Correlation-domain Analysis, BOCDA) 技术^[10]

如图 1-3 所示, BOCDA 系统中, 泵浦光和探测光采用加载了频率调制的相干光由传感光纤的两端分别注入。当传感距离满足一定条件时, 该处泵浦光与探测光的拍频为恒定值不随时间变化, 此处称为相干峰。通过检测在泵浦光注入端接收到的探测光, 改变泵浦光与探测光的拍频即可通过光的功率谱反映出相干峰处的 BGS, 从而求取 BFS。

在相干峰处泵浦光与探测光的拍频为恒定值, 声子持续被激发, 其余位置由于拍频不恒定, 其声场无法维持。因此, BOCDA 避免了 BOTDR 系统和 BOTDA 系统中由于脉冲形式泵浦光所导致的声子寿命问题, 容易可以做到厘米量级甚至亚厘米量级的高空间分辨率; 同时布里渊散射区域只存在相干峰附近, 避免了布里渊泵浦耗散一类问题。但为确保在传感光纤中只存在单个相干峰, BOCDA 的传感距离非常有限, 在高空间分辨率下只能做到百米量级甚至更短; 同时 BOCDA 的系统复杂性较高, 其单次测量时间也较长, 无法做到实时测量。

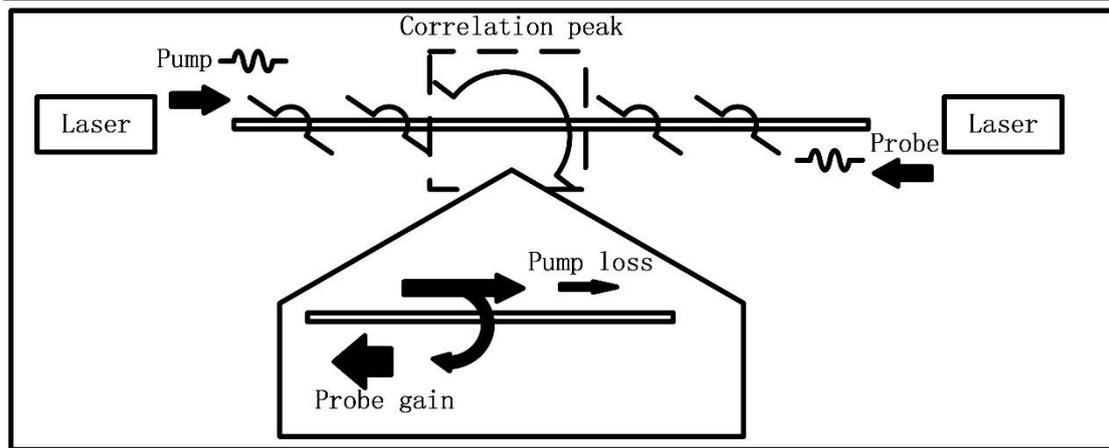


图 1-3 BOCDA 示意图

1.3 本文的主要内容

传感距离和空间分辨率是光纤传感中关键的指标。在传感距离方向上，限制 BOTDA 继续发展的主要因素包括布里渊泵浦耗散、光纤自身损耗以及泵浦脉冲消光比等^[1]。虽然近年来针对这些发展瓶颈以提出许多优化的方案^[12-20]，或采用光放大技术补偿光功率的损失，使得传感距离可以扩展到百公里量级，但对这些因素对系统影响的定量分析一直没有被掌握。同时，尽管 BOTDA 能够实现大的传感距离，空间分辨率却很低。在这方面，BOCDA 则可以实现超高精度的空间分辨率，同时也可以很好的避免了 BOTDA 中存在的布里渊泵浦耗散等原因。然而 BOCDA 依赖锁相放大器，系统本身的复杂度很高，成本昂贵，不利于其在长的传感距离方向上的一些方案。

我们此次的研究工作重点分析布里渊泵浦耗散等因素对长距离光纤传感系统的影响，解释在长的传感距离下对测量信号的恶化现象。与此同时也将提出一种优化 BOCDA 系统的方案并加以验证。本文的主要内容包括：

第二章将讨论在长的传感距离下，针对 BOTDA，重点分析布里渊泵浦耗散现象所引入的系统测量误差，并考虑在不同环境下，该系统误差的变化趋势；同时也给出在双稳态结构中，布里渊泵浦耗散将导致的几种现象，指出这些现象与光纤长度、注入光功率之间的关系。

第三章将介绍 BOCDA 在高空间分辨率方面的实现原理，解释其能够避免布里渊泵浦耗散的原因。同时也提出一种去锁相放大器的优化测量方案并利用实验平台加以验证，以为日后 BOCDA 在向长距离传感转型时做好铺垫。

第四章对本次研究工作进行一个总结，指出工作的不足之处，同时也为日后在该方向上继续从事研究给出一些建议。

第二章 百公里布里渊光纤传感性能探究

2.1 BOTDA 原理

BOTDA 工作示意图如图 2-1 所示。探测光以恒定功率的连续光形式，由其中一端注入传感光纤，泵浦光以脉冲形式由另一端注入传感光纤。随着泵浦脉冲光通过传感光纤各处，与探测光不断激发声子，先后产生 SBS 现象。在该过程中，泵浦光脉冲的能量将一部分地传递给探测光，最终表现为泵浦光对探测光信号的放大效果。BOTDA 利用时域脉冲的“时间飞逝(time-of-flight)”特点，将传感光纤的空间分布投影到探测光信号的时间分布上，从而实现全分布式的光纤传感

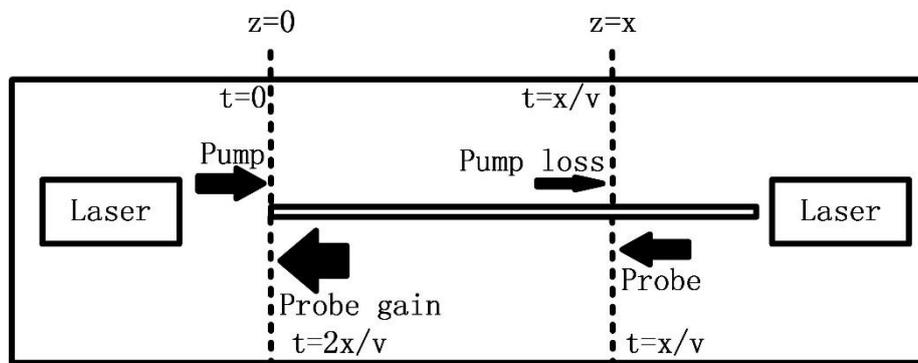


图 2-1 BOTDA 工作示意图

假定输出泵浦脉冲时，泵浦光输入端开始接收连续的探测光信号。考虑长度为 L 的传感光纤，光信号在其中的传播速度为 v 。若约定输出脉冲为 $t=0$ 时刻，那么在忽略脉冲宽度的情况下：于 $t = \frac{L}{v}$ 时刻，脉冲将到达探测光输入端（即泵浦光脉冲的输出端）；而于 $t = \frac{2L}{v}$ 时刻，最后一段与泵浦光脉冲相遇，并发生 SBS 效应的探测光（即于 $t = \frac{L}{v}$ 时刻恰注入传感光纤的探测光）将到达信号接收端。因此，单次测量在 $[0, \frac{2L}{v}]$ 时间内，接收到的探测光信号即反映了整个传感光纤的 BGS 信息（单个拍频），且信号在时刻 t 所对应的传感光纤空间位置 z 关系如下：

$$z = \frac{vt}{2} \quad (2-1)$$

式 (2-1) 同时也给出了 BOTDA 系统的空间分辨率的定义： $\Delta z = \frac{v\Delta t}{2}$ ，其中， Δt 为泵浦脉冲的宽度。

此后只需控制泵浦脉冲与探测光的拍频，做一系列的测量，便可完整地得到整个传感光纤空间区域内的 BGS 分布^[21]。

2.2 实验搭建

BOTDA 实验系统搭建如图 2-2 所示。泵浦光和探测光由一个工作在 1550nm 波长处的分布式反馈激光二极管 (Distributed Feedback Laser Diode, DFB-LD) 经过一个 3dB 耦合器均分为两路后同时输出, 一致的光源保证了泵浦光和探测光具有较好的相干特性, 且拍频保持恒定不易发生抖动。在泵浦光路上, 输出的泵浦光将首先被电光调制器 (Electro-Optic modulator, EOM) 以 8.3MHz 的重复频率调制成脉冲串。随后被掺铒光纤放大器 (Erbium-Doped Fiber Amplifier, EDFA) 放大后以大约 20dBm 的功率输入到环行器的 1 号端口 (在 2 号端口输出)。而在探测光路上, 探测光则以 BFS 附近 (对于标准的单模光纤, 为 10.85GHz 附近 30MHz 内) 的频率被单边带调制器 (Single-Sideband Modulator, SSBM) 调制到下边带。其中, 调整 SSBM 的前置偏振控制器 (Polarization Controller, PC) 以及偏置电压, 载波抑制比和上下边带抑制比均能达到 20dB 左右, 即下边带可以比载波和上边带均高出 20dB 左右的功率。被调制到下边频的探测光也经过一个 EDFA 后以抵抗光纤自身损耗并确保最低的检测信噪比功率。随后再经过一个 PC 用以控制被测光纤 (Fiber Under Test, FUT) 中泵浦光与探测光的相关偏振, 同时利用隔离器 (Isolator) 阻挡迎面传输而来的泵浦光以避免其注入 SSBM 致其损坏。最后, 探测光经过 FUT 并在其中与泵浦光脉冲发生 SBS 效应后进入环行器的 2 号端口 (在 3 号端口输出); 探测光经过环行器后, 将交由光电探测器 (Photo-Detector, PD) 转换为电信号后交由数据采集器 (Data Acquisition, DAQ) 进行数据存储和处理^[22]。

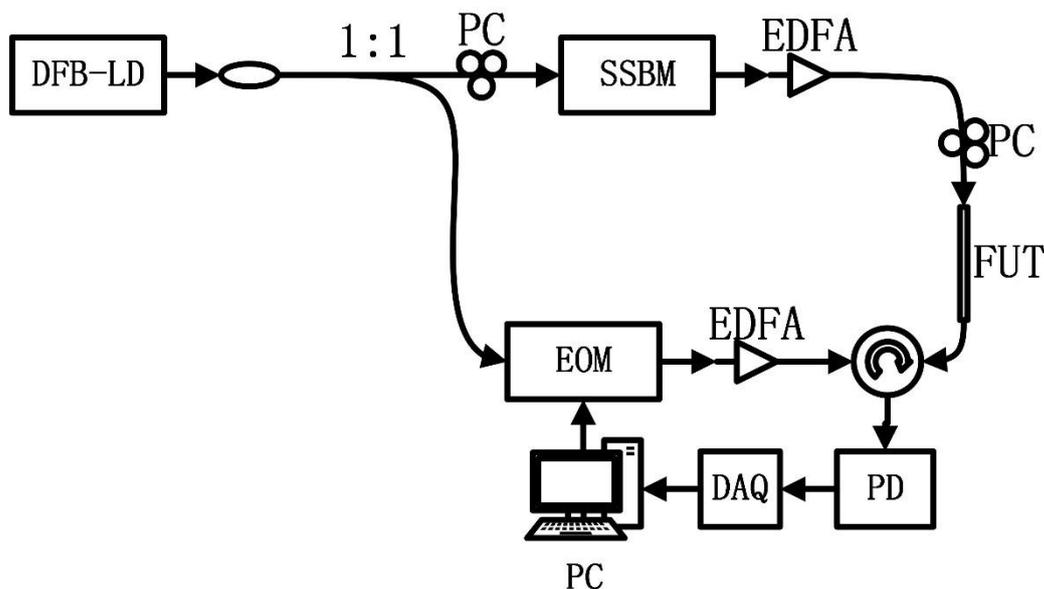


图 2-2 BOTDA 实验系统框图

DFB-LD: Distributed Feedback Laser Diode; PC: Polarization Controller; SSBM: Single-Sideband Modulator; EDFA: Erbium-Doped Fiber Amplifier; FUT: Fiber Under Test; EOM: Electro-Optic modulator; DAQ: Data Acquisition.

图 2-3 给出了我们利用上述 BOTDA 系统架构, 对一段 100m 的传感光纤的测量数据构成的三维 BGS 图。其中, 增益已经过归一化处理。可以看到, BFS 沿着整段 100m 的传感光纤基本处于 10.85GHz 处。

必须指出的是: 由于光纤自身损耗和布里渊泵浦耗散的影响, 泵浦脉冲在传输过程中, 其能量将会衰弱, 致使在不同位置对探测光的增益效果会减弱。这在单次测量中, 表现为观察到的数据为一条逐渐下降的曲线。但归一化处理在本次实验中, 将会强行将这条曲线转变为一水平直线。这将引入一定程度的误差。但实际上由于 100m 的传感光纤带来的损耗 (标准通信光纤的损耗一般约为 0.2dB/km) 并不大, 因此即使增益并没有作归一化处理, 其

下降的趋势也难以被观察到。

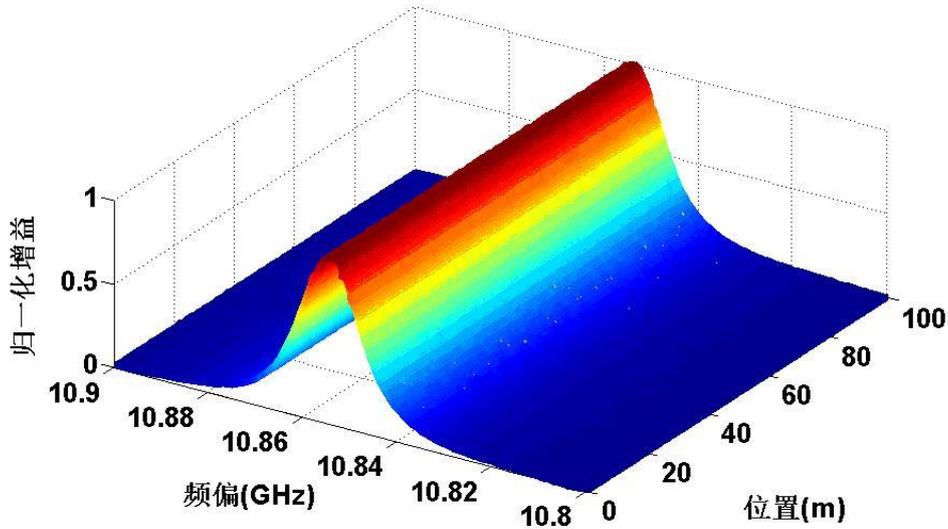


图 2-3 BOTDA 实验结果三维 BGS

2.3 理论分析

光纤中发生的布里渊散射效应可以由 (2-2) 的三波耦合方程组描述^[23]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_p = ig_1 Q E_s + \frac{1}{2} \alpha E_p \quad (2-2a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = -ig_1 Q^* E_p - \frac{1}{2} \alpha E_s \quad (2-2b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right) Q = -ig_2 E_p E_s^* \quad (2-2c)$$

其中, E_p 、 E_s 、 Q 分别表示泵浦光场、探测光场、声场, n 为折射率, c 为真空中的光速,

g_1 和 g_2 为与布里渊增益有关的耦合系数, α 为光纤损耗, Γ 为与声子寿命有关的系数。

2.3.1 BOTDA 数值仿真

2.3.1.1 模型建立



图 2-4 模型空间坐标定义

我们设定在空间上, 探测光于 $z=0$ 处输入传感光纤, 而泵浦光脉冲则于 $z=L$ 处输入传感光纤。为方便讨论, 在本章接下来的所有仿真过程中, 我们默认使用这种空间坐标的设定。

在不考虑光纤损耗的情况下, 方程组 (2-2) 可简化为 (2-3):

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_p = ig_1 Q E_s \quad (2-3a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = -ig_1 Q^* E_p \quad (2-3b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right) Q = -ig_2 E_p E_s^* \quad (2-3c)$$

对 Q 直接积分将得到:

$$Q(t) = -ig_2 \int_0^t E_p E_s^* e^{-\Gamma(t-\tau)} d\tau \quad (2-4)$$

再将积分得到的 Q 代入 (2-3a) 和 (2-3b) 中将有:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_p = g_1 g_2 E_s \int_0^t E_p E_s^* e^{-\Gamma(t-\tau)} d\tau \quad (2-5a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = g_1 i g_2 E_p \int_0^t E_p^* E_s e^{-\Gamma(t-\tau)} d\tau \quad (2-5b)$$

我们的数值仿真模型开始于 (2-5), 首先利用辛普森法则对 (2-5) 中的积分部分进行近似处理, 然后再对时域和空间同时使用有限差分:

$$\left(E_{S_{z+1}}^{t+1} - E_{S_z}^{t+1}\right) + \frac{\Delta z}{c \Delta t} \left(E_{S_z}^{t+1} - E_{S_z}^t\right) = \frac{g_1 g_2 \Delta t \Delta z}{2} \left(\left|E_{p_z}^{t+1}\right|^2 E_{S_z}^{t+1} + p_z^{t*} E_{p_z}^{t+1}\right) \quad (2-6a)$$

$$\left(E_{P_{z+1}}^{t+1} - E_{P_z}^{t+1}\right) - \frac{\Delta z}{c \Delta t} \left(E_{P_{z+1}}^{t+1} - E_{P_{z+1}}^t\right) = \frac{g_1 g_2 \Delta t \Delta z}{2} \left(\left|E_{S_{z+1}}^{t+1}\right|^2 E_{P_{z+1}}^{t+1} + p_{z+1}^t E_{S_{z+1}}^{t+1}\right) \quad (2-6b)$$

其中,

$$p_z^t = \left(p_z^{t-1} + 2E_{p_z}^t E_{s_z}^{t*}\right) e^{-\Gamma \Delta t} \quad (2-7)$$

初始值为

$$p_z^0 = E_{p_z}^0 E_{s_z}^{0*} e^{-\Gamma \Delta t} \quad (2-8)$$

模型初始化于 $t=0$ 时, 对于任意的 z , 存在 $E_{p_z}^t = 0$ 和 $E_{s_z}^t = E_{s_0}^0$ 。整段传感光纤在建立时, 只有连续的恒定功率的探测光存在, 而泵浦脉冲并未注入到传感光纤中。同时, 系统的边界条件为 $z=0$ 处, $E_{s_z}^t$ 为固定常数, 即认为注入的探测光为恒定功率; 对于 $z=L$ 处, $E_{p_z}^t$ 为已知序列, 对于 BOTDA 系统来说, 其对应为单个脉冲或脉冲串序列。

2.3.1.2 算法实现

算法从初始条件出发, 每次运算利用已知的 $E_{p_z}^t$ 、 $E_{s_z}^t$ 、 $E_{p_L}^{t+1}$ 、 $E_{s_0}^{t+1}$ 和 p_z^t , 利用式 (2-6) 计算出新一时刻的 $E_{p_z}^{t+1}$ 和 $E_{s_z}^{t+1}$, 如此重复, 最终得到整段光纤在 $[0, \frac{2L}{v}]$ 区间内的泵浦光和探测光的变化。事实上, 由于式 (2-6) 等式右侧的 $E_{p_z}^{t+1}$ 和 $E_{s_z}^{t+1}$ 均为未知量, 方程组严格来说是非线性的。我们通过利用前一时刻的 $E_{p_z}^t$ 和 $E_{s_z}^t$ 替代这些 $E_{p_z}^{t+1}$ 和 $E_{s_z}^{t+1}$ 的方法, 使得方程组线性化, 从而可以分别由传感光纤两端藉由 $E_{p_L}^{t+1}$ 和 $E_{s_0}^{t+1}$ 的初始值向远端求取 $E_{p_z}^{t+1}$ 和

$E_{s_z}^{t+1}$ ，直至结束。确保这种近似的线性化方法可行的措施为：不断地更新 $E_{p_z}^{t+1}$ 和 $E_{s_z}^{t+1}$ 并重复求解式 (2-6) 数次，使得所求系数在逐渐逼近方程组 (2-6) 严格意义上的解。一个比较直观的确重复次数的策略，即是考虑 $E_{p_z}^{t+1}$ 和 $E_{s_z}^{t+1}$ 更新前后的变动，当这个变动值小于某个事先约定的阈值时，我们可以认为，求取的系数已经十分接近方程组真实的解了。一般来说，重复次数为 5 次，便可以确保误差能被控制在一个令人满意的程度^[24,25]。图 2-5 给出了上述算法的流程图。

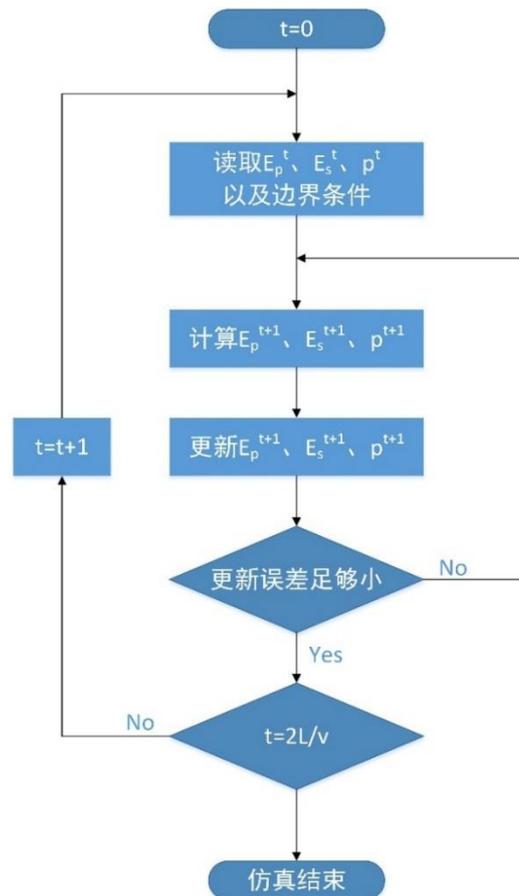


图 2-5 求解方程组 (2-6) 数值解算法流程图

本次数值仿真，我们选择 matlab 作为仿真平台。matlab 具有方便快捷的向量化运算功能，这使得整个求取三维 BGS 的过程可以节省很多时间。该系统的算法流程如下：

(1) 确定常数

为一些常数包括布里渊增益系数，声子寿命，真空中的光速，折射率等赋初值。这些参数在整个仿真过程中是不变的，并且不依赖于用户的输入（但随着功能的扩展，布里渊增益系数，声子寿命，折射率这些参量依然可以作为用户的输入参量），因此放置在算法的最前端。

(2) 录入输入参数

待输入的参数有很多，其中按顺序包括物理参数：仿真的系统类型，这里指布里渊增益型或布里渊损耗型，两种类型的区别在于以探测光输出还是泵浦光输出作为反映 BGS 的测量结果；是否考虑布里渊泵浦耗散；是否考虑光纤自身损耗，若考虑，则录入用户输入的光纤损耗值，事实上，加入光纤损耗的算法与上述过程没有本质区别，这里不作讨论；仿真脉冲类型，这里包括阶跃型，高斯型或无脉冲（这个选项可以应用于以后双稳态结构的仿真）；

仿真脉冲消光比（脉冲类型为无脉冲时该参量无效）和脉冲宽度；注入探测光功率和注入泵浦脉冲峰值功率（在算法中我们使用 W 作为标准的功率单位，但由于在日常研究中 dBm 更常用，因此我们在设计用户输入时，这两个参量采用的是 dBm 单位，在录入时会自动转化为 W 单位）；传感光纤长度；沿整个传感光纤的 BFS，虽然实际中我们是通过测量得到的三维 BGS 获取这个信息，但是作为仿真我们需要事先设计这个参量否则无法运算；遍历 BGS 的测量带宽。

物理参数则包括仿真的时间个数、空间个数以及频率个数（这里的频率指的是泵浦光与探测光的拍频），这些参数越大，所得到的仿真结果越精确，三维 BGS 的分辨率也越高，但同时也会大幅度地增加仿真运行的时间和对计算机的内存需求。因此根据经验我们一般建议用户使用 400、200 以及 100 作为上述参量的输入值。

(3) 初始化

算法在一开始需要初步计算一些不包含在仿真大循环里的必不可少的过程，例如确定整个仿真的时间区间 T ，确定时间间隔 Δt 、空间间隔 Δz 和频率间隔 $\Delta \nu$ ，整合系数，初始化声场等等；同时算法也会为仿真大循环内的变量预先分配空间以避免出现内存不足的情况，这在采用多的仿真时间、空间个数时显得尤为重要。

(4) 仿真大循环

在上述准备工作完成之后，我们开始按照先前提到的算法思路开始仿真，这里不再赘述。

(5) 结果输出

按照用户预先设计的系统类型，对于布里渊增益型选择探测光作为观测信号，对于布里渊损耗型选择泵浦光作为观测信号。

经历上述几个步骤，我们即可完成在特定环境下的 BOTDA 系统的仿真。同时，我们借助 matlab 的 GUI 工具，设计了一个面向用户的 BOTDA 仿真系统，如图 2-6 所示。

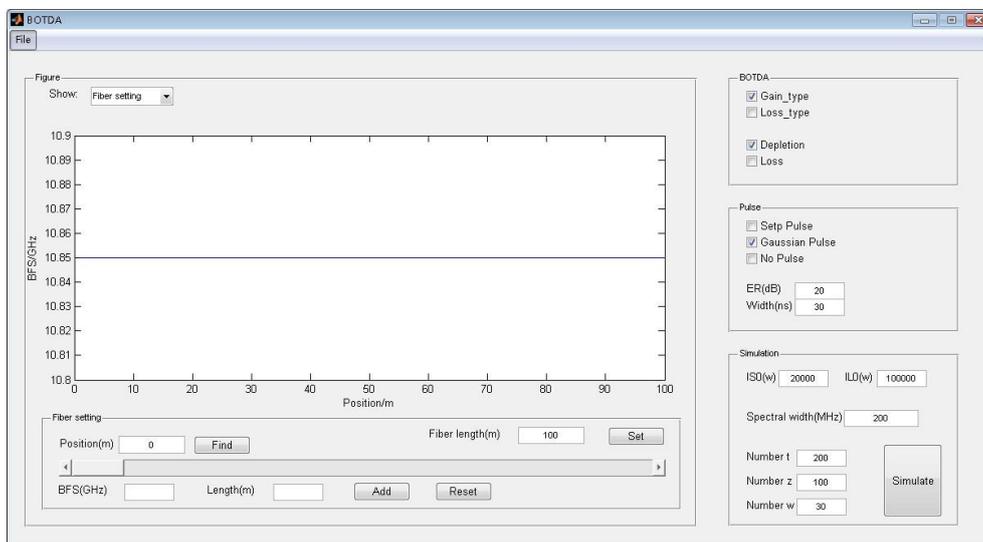


图 2-6 GUI 设计的 BOTDA 仿真系统界面

该系统方便用户控制需要仿真的类型、考虑的损耗因、控制输入信号的形式、仿真参数并可以自行设计传感光纤的 BFS 在空间位置上的分布等等。在输出结果上，可以选择查看本征 BFS 与测量结果在传感光纤上的对比、单次测量结果、BGS 在不同空间位置上的形状以及三维 BGS 分布结果。利用该仿真系统，我们可以方便地展开关于布里渊泵浦耗散对 BOTDA 系统性能影响的具体分析。

2.3.1.3 布里渊泵浦耗散

考虑一个 BOTDA 系统：泵浦脉冲在传感光纤中持续前向传输的过程中，不断和相遇的探测光激发声子产生 SBS 现象相互作用，能量将不断传递给探测光，导致了自身能量耗散的一个效果，即为布里渊泵浦耗散现象。当传感距离逐渐增加时，该现象将严重影响信号信噪比，甚至为测量结果带来不可避免的系统误差。

从拍频角度来看，对注入的泵浦脉冲，在任一拍频时应该都有同样的功率，这样才能反映出理想的 BGS。但由于发生布里渊散射相互作用时，传递能量的比例，将受到传感光纤本征 BGS（即光纤本身具有的在不同拍频下的布里渊增益系数曲线）的影响（这个影响可以简单理解为成正相关关系）。泵浦脉冲的拍频谱（在本章接下来的所有讨论中，为了不引起不必要的混淆，我们将某处/时刻泵浦脉冲在不同拍频条件下所构成的谱线称为拍频谱）在经过一定时间和距离的传输后，将呈现出倒洛伦兹函数的形状，表现为越接近 BFS 处的泵浦脉冲能量越低。

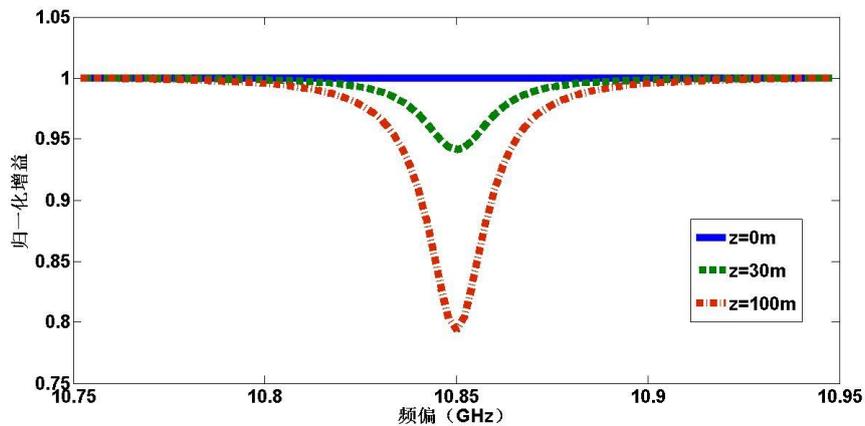


图 2-7 传感光纤长度为 100m 时泵浦脉冲拍频谱的变化

如图 2-7 所示：我们仿真了一段 100m 的传感光纤中，泵浦脉冲的拍频谱在传输到不同距离时的形状。可以看到，随着传输距离的增加，拍频谱受到布里渊泵浦耗散的影响，从而呈现出下凹的趋势；当脉冲传输到远处时，已经不再是理想的水平直线了，而是倒洛伦兹的分布。

由于测量的 BGS 同时受到本征 BGS 和拍频谱的作用。当传感距离逐渐增大时，泵浦脉冲拍频谱的倒洛伦兹分布将越来越明显，逐渐抵消本征 BGS 对探测光信号的增益效果，最终使得探测到的信号呈现的洛伦兹分布变差（这里主要指频偏处的增益与附近的增益相比，其优势将越来越差）甚至出现频率下凹的情况，称为频谱下陷，该现象我们将在之后的双稳态结构中进行具体分析。

基于上述原理，考虑一种极差条件下布里渊泵浦耗散对于测量结果的影响^[26]：假设距离足够长的传感光纤；在传感光纤的绝大部分区域内，其本征 BFS 为恒定值；仅在泵浦脉冲的输出端，BFS 有一个小的偏移量。在这里，我们关注的是对于泵浦脉冲输出端 BFS 的改变量，BOTDA 系统是否能够准确测量得到。对于期间发生的例如频谱下陷现象我们不作讨论。

在上述条件下，由于在传输的前半部分（绝大部分）BFS 为一个恒定值，且传感光纤足够长。因此，由布里渊泵浦耗散对泵浦脉冲拍频谱产生的倒洛伦兹分布，将得到一个稳定的持续积累。在进入尾端前，其倒洛伦兹分布已经有足够的幅度。与本征 BGS 共同作用时，等效最大增益点将与真实 BFS 有偏差，导致测量结果出现系统误差。通过分析得到，误差的方向总是远离原始 BFS 的（即测量出的 BFS 改变量总是偏大的）。

根据上述条件，我们利用已设计好的 BOTDA 仿真系统，再现上述过程。

我们采用一段 100m 长的标准通信单模光纤（BFS 为 10.85GHz）作为待测光纤，在其

末尾（注意到，在我们的系统中， $z=0$ 对应于探测光注入端，泵浦脉冲远端）一段 20m 长的区间内设计其 BFS 为 10.82GHz，结果如图 2-8 所示。可以发现，由于布里渊泵浦耗散的影响，测量结果无法反映出真实的 BFS，也的确远离了原来的 10.85GHz。虽然一段时间后，测量结果才逐渐恢复正常，但必须强调的是，这不意味着系统已经恢复正常。

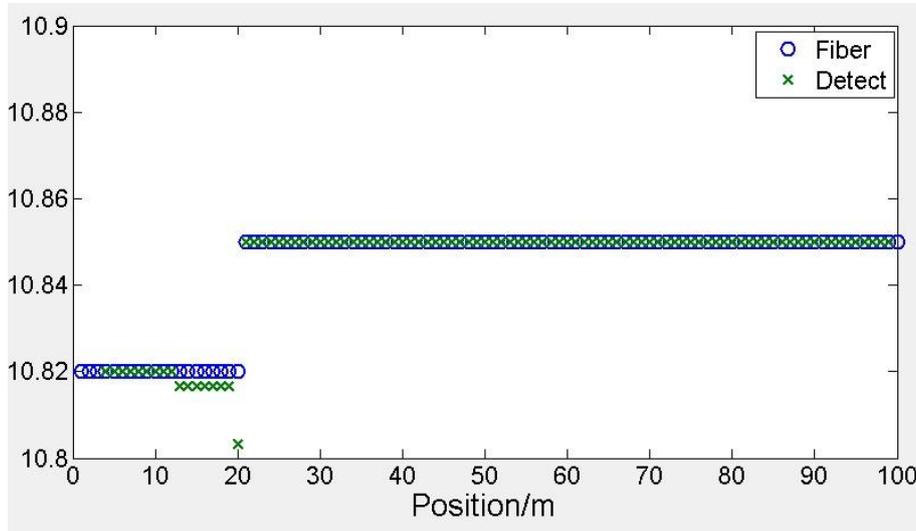


图 2-8 BOTDA 中由布里渊泵浦耗散引起的系统误差仿真结果

在实际情况下，分布式传感的测量距离为整段传感光纤。因此理论上，每一处的 BGS 都将受到环境的影响而改变（主要指 BFS 的改变），泵浦脉冲的拍频谱应该积累成一个不规则的分布。但无论如何积累，拍频谱始终无法恢复成为一条水平谱线。可以说，布里渊泵浦耗散导致的这种泵浦脉冲拍频谱畸形的损伤是无法自行补偿的。最终，根据不同的环境参量分布，布里渊泵浦耗散造成的影响将有不同的结果。一些环境组合将恶化测量结果，也有一些环境组合会改善当前测量结果，削弱测量误差（但本质上无法将系统误差彻底去除）。因此，可以说：上述讨论的针对尾端一小段 BFS 偏移的案例，应该是极差情况下的结果，即布里渊泵浦耗散所能造成的对测量结果有极大扭曲的情况。

下面我们给出几种基础的光纤环境结构组合，进一步探讨布里渊泵浦耗散对这些结构所造成的影响。为方便讨论，下面我们将 BFS 较正常值有偏移的区域称为偏移区。

(1) 偏移区存在于输入端

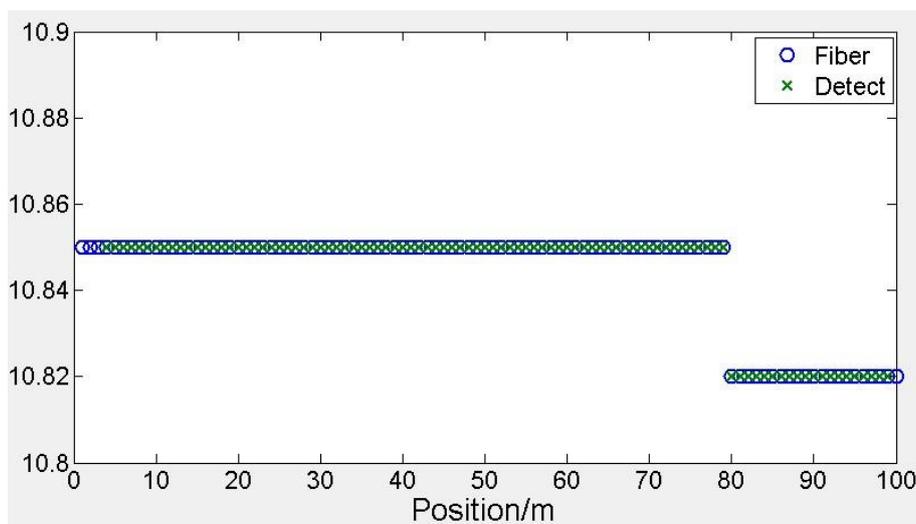


图 2-9 BOTDA 中由布里渊泵浦耗散引起的系统误差仿真结果

由仿真结果 2-9 可以看出：当偏移区存在于泵浦光的输入端时，对系统测量并没有产生

太大的影响。因为泵浦光在到达偏移区与正常区域的交界处前，并没有足够的光纤长度积累拍频谱的畸变。但需要指出的是，如果这时在输出端出现偏移区，那么在布里渊泵浦耗散效应仍然会体现到系统误差中。

(2) 偏移方向相异的两个相邻偏移区

对比图 2-8 和图 2-10，我们在尾端之前又额外设计了一段长度为 5m（从图 2-8 我们可以确定，5m 内系统的测量误差还不能完全恢复），BFS 为 10.88GHz 的偏移区。对比仿真结果，我们发现额外的这段 5m 偏移区，反倒缓解了尾端 20m 长的偏移区的测量误差（注意到图 2-8 中存在一个大幅度远离 10.82GHz 的测量结果）。本质上，第一段偏移区的频谱畸变，在一定程度上缓和了拍频谱在第二段偏移区附近的畸变趋势。

根据该状况下的讨论，我们可以得出：在错综复杂的环境下，若不考虑突发事件，传感系统的环境可以假定为一个随机的变化条件。在这种条件下，极性相异的偏移区组合有很大概率出现。这一定程度上将削弱布里渊泵浦耗散产生的系统测量误差，同时也印证了我们在前文所预测的那样：尾端出现偏移区是一种极坏分布情况。

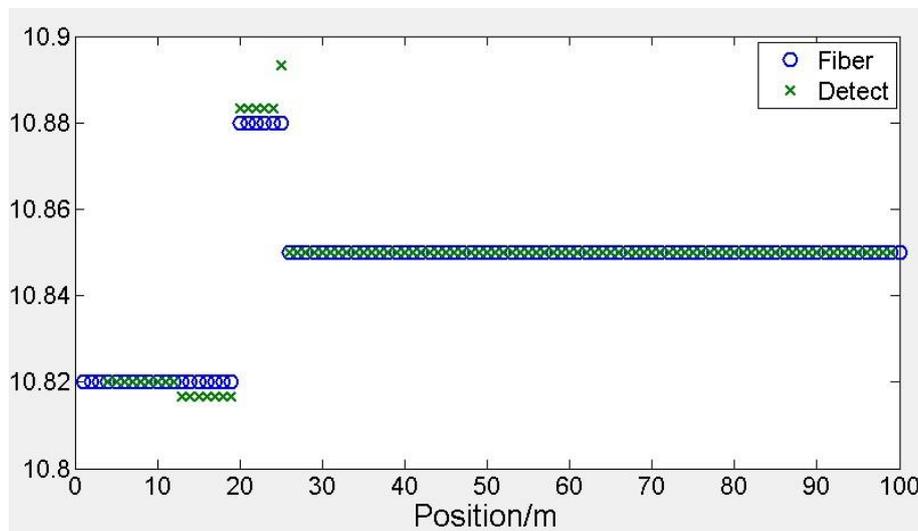


图 2-10 BOTDA 中由布里渊泵浦耗散引起的系统误差仿真结果

2.3.2 双稳态结构分析

在讨论脉冲形式泵浦光的 BOTDA 系统时，必须同时包含时域和空域二维自变量，理论分析存在一定难度。因此，我们将在本小节讨论一种较为简单的双稳态的系统结构。同时，我们将分析不理元泵浦耗散在该结构中所引起的一些现象，给出这些现象与注入光功率、光纤长度之间的关系。上述结果可作为百公里布里渊光纤传感的系统设计和实验搭建提供一定的理论依据。

双稳态系统结构与 BOTDA 系统结构的不同之处在于：双稳态系统采用的泵浦光亦为功率恒定的连续光。需要指出的是，在这种条件下是无法实现分布式光纤传感系统的。但在一些基于布里渊散射效应的其他领域，例如放大器中也有应用。

2.3.2.1 模型建立与算法

在双稳态结构下，传感光纤两端分别注入连续形式的泵浦光和探测光一定时间后，系统达到稳态，光场（也包括声场）沿整段传感光纤上的分布已经不随时间变化。一般我们认为，系统从光注入到达稳态所需的时间仅包括光信号传输到输出端的时间，大致为 $\frac{L}{v}$ 。

光场、声场已经不随时间变化，那么在式 (2-3) 中的 $\frac{\partial}{\partial t}$ 分量可以消去，方程组 (2-3) 简化为：

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = ig_1 Q E_s \quad (2-9a)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = -ig_1 Q^* E_p \quad (2-9b)$$

$$\Gamma Q = -ig_2 E_p E_s^* \quad (2-9c)$$

同样的，我们首先消去声场 Q ，得到：

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = \frac{g_1 g_2 E_p |E_s|^2}{\Gamma} \quad (2-10a)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{g_1 g_2 E_s |E_p|^2}{\Gamma} \quad (2-10b)$$

为方便讨论，我们将场强转换为功率。转换公式为 $P = h|E|^2$ ，其中 h 为整合系数，与有效折射率、光速、以及光纤有效面积有关。式 (2-10) 转化为：

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = \frac{g_1 g_2 P_p P_s}{h|\Gamma|^2 \tau} = G P_p P_s \quad (2-11a)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = \frac{g_1 g_2 P_p P_s}{h|\Gamma|^2 \tau} = G P_p P_s \quad (2-11b)$$

其中， G 为整合系数，称作布里渊功率增益系数。在本小节中，我们设定 G 为不随空间位置改变的常量。

方程组 (2-11) 根据泵浦光输入功率、探测光输入功率、增益系数以及传感光纤长度的组合将存在两种形式的本征解。

$$(1) P_p(L) - P_s(0) = G P_p(L) P_s(0) L, \text{ 即 } P_p(z) = P_s(z)$$

$$P_p(z) = P_s(z) = \frac{P_s(0)}{1 - G P_s(0) z} \quad (2-12)$$

$$(2) P_p(L) - P_s(0) \neq G P_p(L) P_s(0) L, \text{ 即 } P_p(z) \neq P_s(z)$$

$$P_p(z) = \frac{x(1-x)e^{G P_s(0) z}}{1 - (1-x)e^{G P_s(0) z}} P_s(0) \quad (2-13a)$$

$$P_s(z) = \frac{x}{1 - (1-x)e^{G P_s(0) z}} P_s(0) \quad (2-13b)$$

其中，待定参数 $x = \frac{1}{P_s(0)} [P_s(z) - P_p(z)]$ 由边界条件 $P_p(L)$ 和 $P_s(0)$ 确定。注意到方程组 (2-

11)， P_p 与 P_s 的偏导为同一式子。因此其分布曲线势必相互平行（这里的平行关系指的是可以通过纵向平移互相得到）或重合，差值处处相等。这同时也表现在 $P_s(z) - P_p(z)$ 为一恒定

的常量，最终可以通过 x 表达出来，这也是参数 x 的物理意义。

虽然通过边界条件可以唯一地确定待定参数 x ：通过将 $P_p(L)$ 和 $P_s(0)$ 代入 (2-13a) 和 (2-13b) 中联立得到关于 x 的方程。但是由于联立得到的方程为超越方程，不存在显式的解析解，因此在算法中我们通过逐次逼近的方法求取。

理论上 x 的取值范围为 $(-\infty, 0)$ 或 $(0, +\infty)$ ， $x=0$ 对应于 $P_s(z) = P_p(z)$ 这里我们不做讨论。当输入条件满足 $P_p(L) - P_s(0) > GP_p(L)P_s(0)L$ 时，有 $P_p(z) > P_s(z)$ ，则根据定义有 $x \in (-\infty, 0)$ ；而当输入条件满足 $P_p(L) - P_s(0) < GP_p(L)P_s(0)L$ 时，有 $P_p(z) < P_s(z)$ ，则根据定义有 $x \in (0, +\infty)$ ，这样就确定下了一个唯一的一端确定（另一端是 $-\infty$ 或 $+\infty$ 不算确定）的开区间。

这里给出关于 x 的超越方程

$$P_s(0)(1-x)e^{GP_s(0)xL} = P_p(L) \quad (2-14)$$

当 $x \in (0, +\infty)$ 时，通过 (2-14) 可以确定 $x \in (0, 1)$ ，这样得到一个两端确定的开区间；

而当 $x \in (-\infty, 0)$ ，可以分析得到 $f(x) = P_s(0)(1-x)e^{GP_s(0)xL} - P_p(L)$ 为单调递减的函数，并且有 $f(0) < 0$ ， $f(-\infty) > 0$ 。首先求取 $f(-1)$ 的极性，若为正，则确定出区间 $x \in (-1, 0)$ ，否则以两倍的试探值求取极性（即 $f(-2)$ 、 $f(-4)$ 以此类推），直至求取出确定的区间。

假设已经确定 a 和 b ，使得区间确定于 (a, b) 内（不必需要开区间）， $f(x)$ 为单调函数，那么其间必定有且仅有一个根。这时仅需要不断地将区间分段，分别求取节点上的极性，重新找到一个更小的符合条件的区间。当重复次数达到一定时，求取精度即可达到可以接受的程度。

对于加入了光纤自身损耗的耦合方程组，不存在显式的解析解。但在小的注入探测光功率条件下，可以利用一定的近似简化可以得到近似数值解^[27]。其中利用的三个近似条件为：泵浦光受光纤损耗的扰动小；指数函数快速衰减；探测光功率足够小。根据以上三个近似条件，可以导出考虑了光纤损耗情况下的探测光和泵浦光功率的近似解析解：

$$\begin{cases} P'_p(z) = P_p(z)e^{\alpha(z-L)} \left[\frac{P_p(L)}{P_p(z)} \right]^{1-e^{-\alpha L}} \\ P'_s(z) = P_s(z)e^{-\alpha z} \end{cases} \quad (2-15)$$

其中， $P_p(z)$ 和 $P_s(z)$ 分别为不考虑光纤损耗下的泵浦光功率和探测光功率。且待定参数可近

似为 $x \approx \frac{1}{k} \left\{ \Lambda + \ln \left[\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda}{k} \right) \right] \right\}$ ， $\Lambda = -\ln [GP_s(0)L]$ ， $k = GP_p(L)L$ 。必须指出的是，该待定参数

的近似必须在比较苛刻的条件下使用。因此在观测 BGS 时，由于不满足适用条件，无法使用该近似。图 2-11 给出了几种模型求解出的泵浦光和探测光功率。包括数值解与近似解析

解对比：(a) 泵浦光功率；(b) 探测光功率。仿真条件为：光纤长度 10 km；布里渊增益系数 0.14 W-1m-1；泵浦光输入功率 10 dBm；探测光输入功率 -20 dBm；光纤中的损耗 0.2 dB/km。

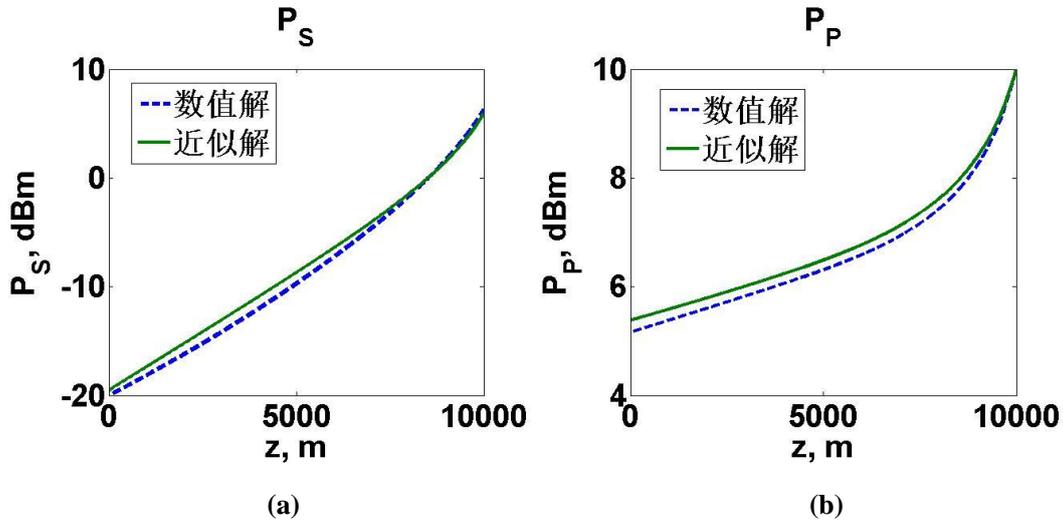


图 2-11 数值模型与近似模型对比

2.3.2.2 布里渊泵浦耗散

双稳态结构下的布里渊泵浦耗散现象与 BOTDA 系统没在本质上的成因是相同的。下面讨论几种由于布里渊泵浦耗散所导致的现象。

(1) 频谱展宽

泵浦光在传感光纤中传输时，不断给探测光传递能量。由于传递能量的程度取决于本征 BGS，泵浦光的拍频谱在传递一定距离后将呈现倒洛伦兹的分布。当该分布与本征 BGS 共同作用时，两者相互削弱。最终在探测光信号层面上反映出来的 BGS 被压缩，其增益受到抑制。若以 3dB 点作为临界点考虑 BGS 带宽，将比本征 BGS 有增加，即频谱展宽。图 2-12 给出了不同光纤长度下，频谱展宽程度与输入光功率的关系。(a) 光纤长度为 10km；(b) 光纤长度为 100km。

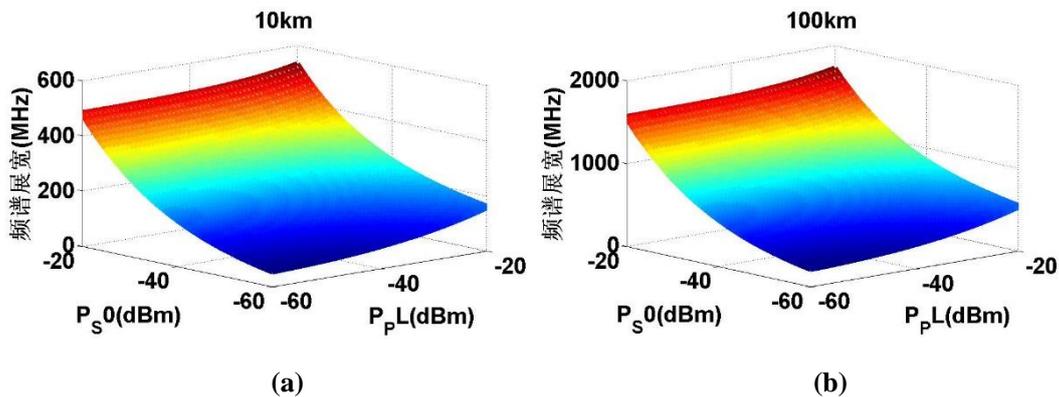


图 2-12 频谱展宽-光功率关系曲线：(a) 光纤长度为 10km；(b) 光纤长度为 100km

可以发现，频谱展宽现象同时受到泵浦光输入功率、探测光输入功率、布里渊功率增益系数以及传感光纤长度影响。其中，探测光光功率和光纤长度的影响较大。上述参量越大，频谱展宽现象越明显。

(2) 增益饱和

考虑探测光在输出端（远端）的信号，当注入光功率、布里渊功率增益系数或光纤长度足够大时，将发生增益饱和现象。其表现为 BFS 附近的功率基本不变，原本应该出现的类洛伦兹峰被削平。如图 2-13 所示。

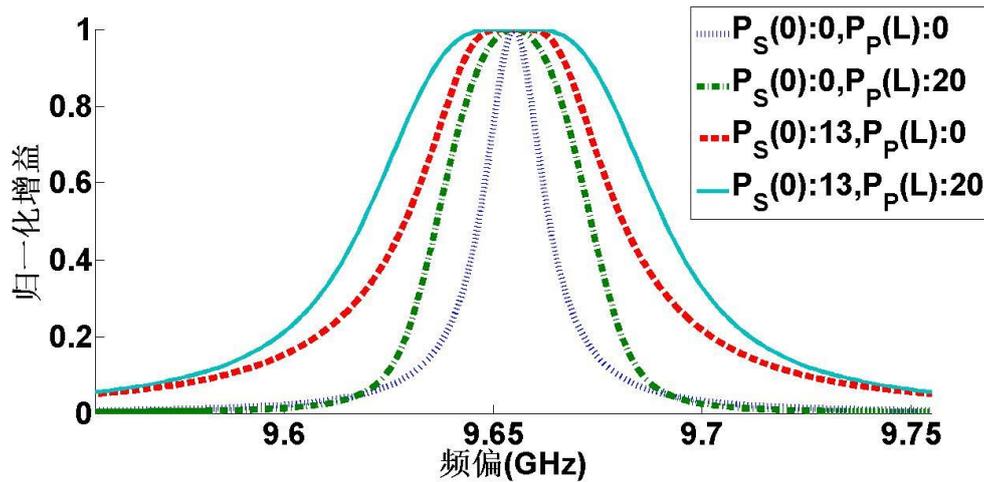


图 2-13 不同输入功率下的信号谱。(功率单位: dBm)

另一方面,增益饱和现象可以理解为:当注入光功率、布里渊功率增益系数或光纤长度足够大时,纵使没有处于 BFS 点,泵浦光也能将自身的能量完全传递给探测光(在输出端观测探测光的输出功率也可以印证这一观点)。由于这是探测光功率所能被增益放大的极限,因此,若在 BFS 点附近均可以达到这个极限,那么 BGS 就表现为一个近乎水平的分布。但该现象无法通过增大泵浦光功率来避免。因为 SBS 的效果同时也正比于泵浦光功率,增大泵浦光功率的同时也增加了能量传递的能力,结果仍然是会出现增益饱和现象的,甚至会恶化(这里的恶化指的是水平区域变得更大)。

增益饱和现象主要受到探测光功率的影响,其出现的同时也导致了频谱的展宽。此外,理论分析和实验均验证:对于输出端的 BGS,其出现饱和之后不会出现下陷。虽然光纤损耗会致使总能量的损失,但同时也将削弱布里渊泵浦耗散现象,因此不会加剧输出端的增益饱和和使之有下陷的趋势。

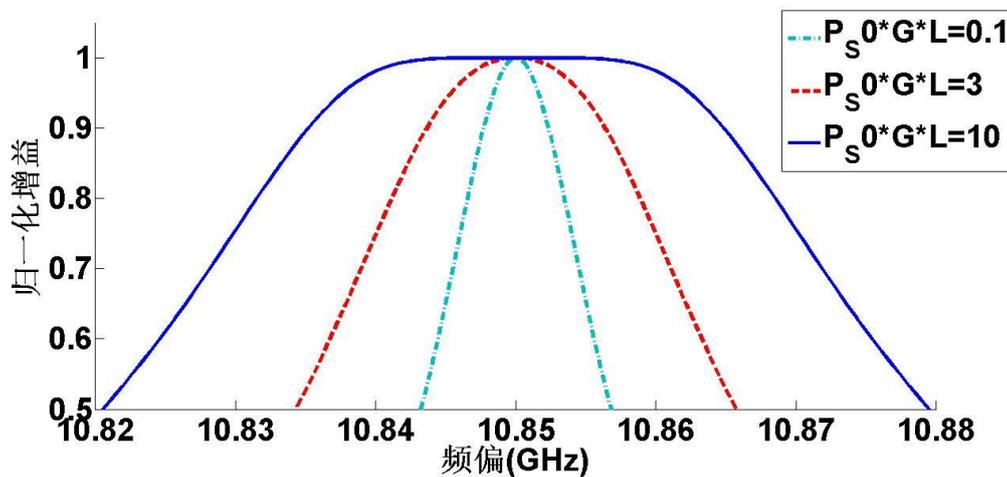


图 2-14 增益饱和和临界条件判别

理论分析同时指出,探测光输出端的 BGS 出现增益饱和的临界条件主要受到变量 $GP_s(0)L$ 的影响,而与 $P_p(L)$ 基本无关。从近似分析来看,当 $GP_s(0)L$ 大约处于 $[0.5,5]$ 内时,开始出现增益饱和。

(3) 频谱下陷

考虑传感光纤中段的探测光信号,其布里渊泵浦耗散现象导致的影响将更加严重。信号不仅会经历增益饱和阶段,甚至会出现频谱下陷现象,即处于 BFS 点的增益甚至不如附近

点的增益高。如图 2-15 所示，在图中，最内测谱线的泵浦光注入功率为 20dBm，每向外一条谱线，泵浦光注入功率增加 2dB，最外侧谱线的泵浦光注入功率为 30dBm。探测光注入光功率为 0dBm。从图中可以看出，在增益饱和出现之前，归一化的 BGS 基本没有改变；而达到饱和之后，BGS 开始快速下凹，可以说，从增益饱和进入频谱下陷状态是非常容易的。

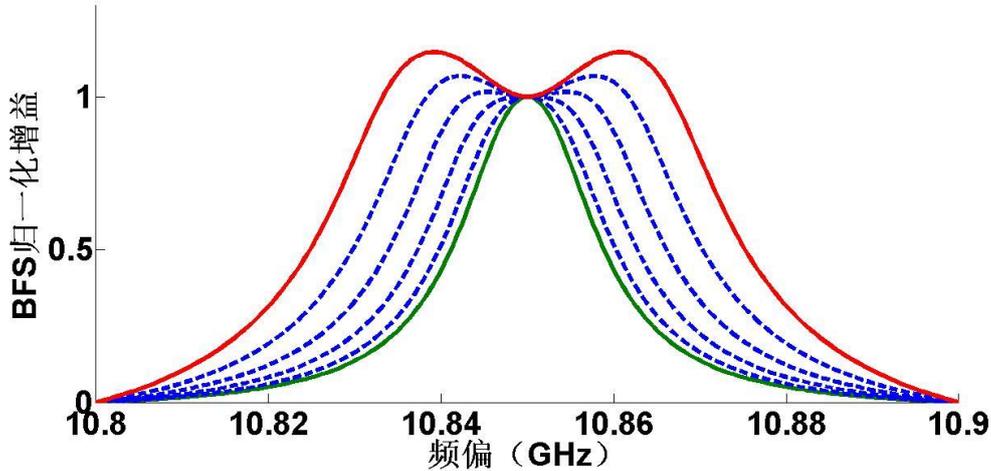


图 2-15 正常 BGS、增益饱和以及频谱下陷

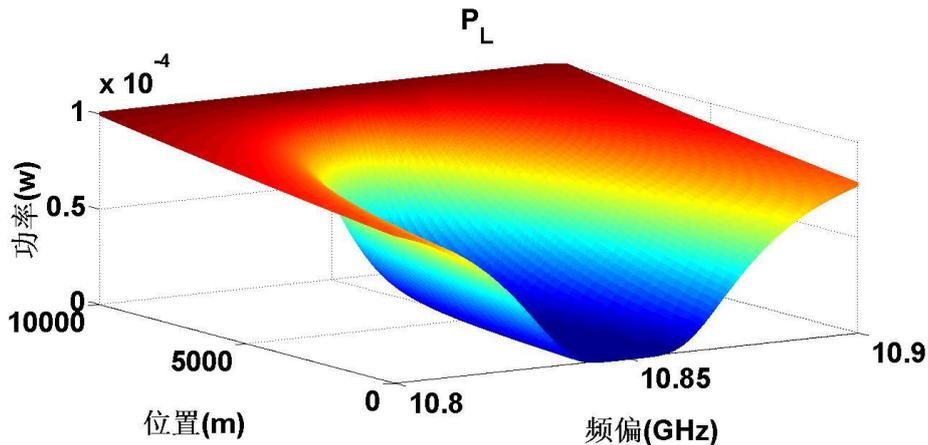


图 2-16 泵浦光功率分布：布里渊泵浦耗散的真实面貌

从另一个角度来看，考虑泵浦光在整段传感光纤内的功率分布。不难发现：由于受到布里渊泵浦耗散的影响，泵浦光在输入端不远处，其 BFS 处附近的功率就呈瀑布状大幅度衰落，迅速形成倒洛伦兹分布的拍频谱。可以认为，绝大部分的布里渊泵浦耗散过程都是在这个区域附近积累完成的。随后，在那些功率已经衰落的频点处，泵浦光将持续以极低的功率使得 SBS 现象处于一种足够微弱的状态，以致探测光从泵浦光获取的能量远不及泵浦光自身能量的量级。在接下来的非常长的传感光纤内，能量的传递已经近乎停止；而对于功率还未衰落的频点，也会随着距离 BFS 的近远，先后达到快速衰落的临界点。当然如果观察的频带足够宽，那么在足够远离 BFS 的频点，其本征布里渊功率增益系数已经非常小，致使无法积累达到布里渊泵浦耗散现象所需要的能量传递效果。

当输入光功率较小时（这里为方便讨论，我们不讨论本征布里渊功率增益系数以及传感光纤长度的影响，其作用与光功率在本质上没有区别），泵浦光功率大幅度衰落出现得较晚。也就是说，对于探测光来说，其所接触到的泵浦光呈倒洛伦兹拍频谱的光纤区域并不是很长。这使得泵浦光拍频谱的倒洛伦兹分布对其的影响不会最终使得 BGS 有明显变化；而当输入光功率逐渐增大时，泵浦光功率出现大幅度衰落的位置也将逐渐向输入端（近端）逼近。这

使得对于探测光来说，将面临很长一段区间内，其所接触到的泵浦光都是被强烈耗散过的。因此本征 BGS 被抑制抵消，最终表现出增益饱和，甚至是频谱下陷。

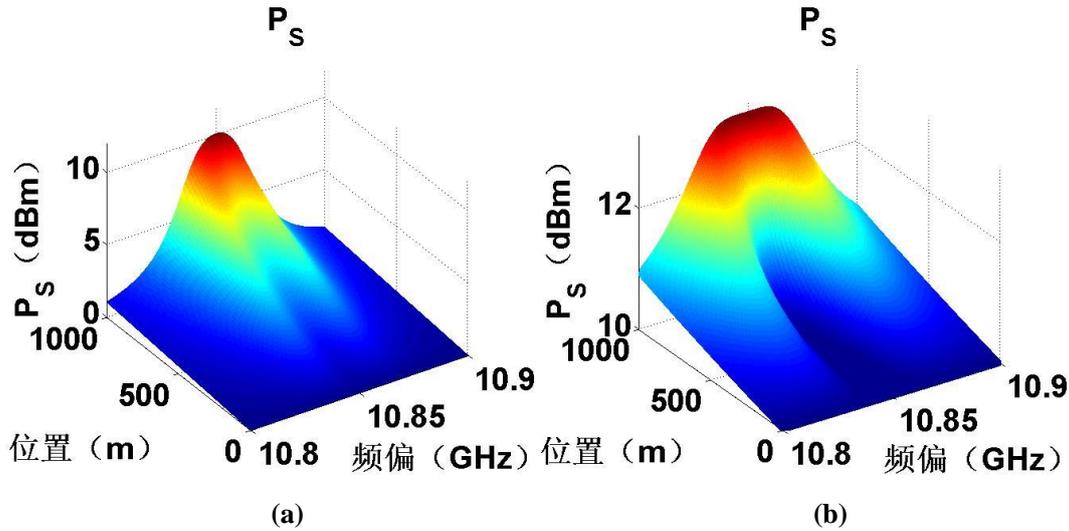


图 2-17 探测光功率三维图：(a)终端未出现饱和增益；(b)终端已经出现饱和增益

从图 2-17 可以发现，终端增益饱和出现的临界条件要比中端频谱下陷要严格苛刻。即使输出端未出现增益饱和，其中端也容易出现很明显的频谱下凹的状况。

由于对于待定参数 x 不存在显式的解析解，因此理论分析中端增益饱和的临界条件（即将发生频谱下陷现象）变得十分困难。为此我们通过实验一方面验证了频谱下陷现象的存在，另一方面也记录下了增益饱和的临界条件，以方便与仿真结果作对比。

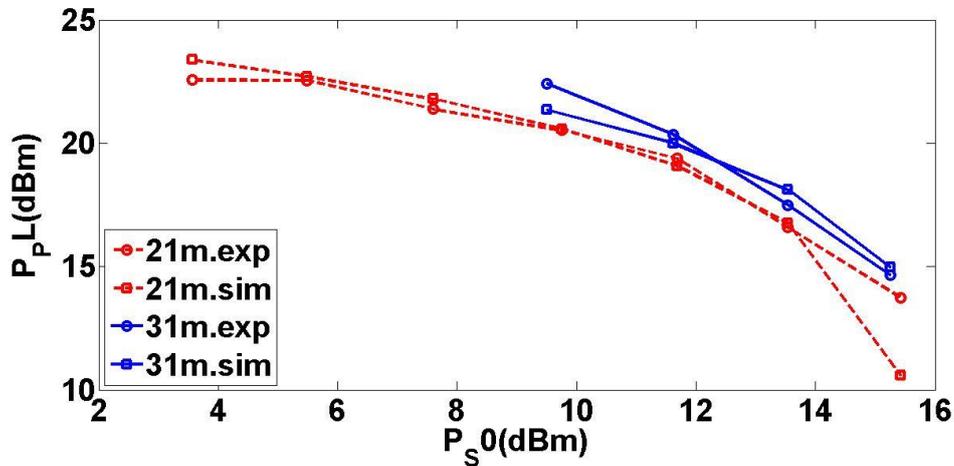


图 2-18 增益饱和和临界条件：实验与仿真对比结果

考虑一段总长为 52m 的光纤，我们将分别关注距离输入端 21m 和 31m 处的增益饱和以及频谱下陷情况。

在仿真过程中，我们选取 BFS 附近的两个频点（其中一个是 BFS 本身）。通过不断地改变输入功率的条件，我们可以确定出一个区间。在区间的边界上，分别是正常 BGS 和下凹 BGS 的状况。随后通过分段不断地更新缩小该区间，即可逐渐逼近从而得到增益饱和的临界功率条件。从整个仿真过程来看，当输入功率较小时，中端 BGS 变化不大。但随着注入光功率的增加，BGS 首先出现饱和，并且其饱和区域不断扩宽，直至出现频谱下陷现象，BFS 处的增益低于其周围频点的增益。图 2-18 给出了中端增益饱和和临界功率条件的实验结果与仿真结果对比曲线，两者还是吻合得比较理想的。

2.4 本章小节

本章中详细阐述了 BOTDA 的工作原理，并介绍了我们搭建的 BOTDA 的实验平台，给出了实验结果。

在数值仿真方面，本章从描述布里渊散射过程的三波耦合方程出发：根据一系列的推导和近似算法，我们实现了布里渊散射现象在 BOTDA 系统中的模拟，并利用 matlab 设计了面向用户的 GUI 界面，方便调试仿真；此外，为了达到理论分析的层面，我们又讨论了布里渊散射现象在双稳态结构中的过程，并实现了仿真。

本章中针对限制 BOTDA 系统在传感距离方向上的瓶颈，重点讨论了布里渊泵浦耗散现象分别在 BOTDA 系统和双稳态结构中造成的影响。分析得到布里渊泵浦耗散本质上表现为泵浦光的拍频谱畸变，从而导致系统测量结果的恶化。在 BOTDA 系统中，布里渊泵浦耗散将导致传感光纤上 BFS 的改变量无法准确地测量得到（往往会偏大），并且这种效应是无法自行消除的，当 BFS 的改变量处于泵浦光输出端时属于最坏情况；在双稳态结构中，布里渊泵浦耗散将引起频谱展宽、增益饱和以及频谱下陷现象，我们对上述现象均作出了具体的描述和详细的解释，并给出了这些现象与注入光功率和光纤长度的关系。

第三章 超高空间分辨率布里渊传感系统优化

3.1 BOCDA 原理

BOCDA 系统框图如图 1-3 所示。泵浦光与探测光经过正弦调制(或其他周期信号调制)后均以连续光的形式注入到传感光纤中。在特定空间位置处,两束光在该处的拍频将维持为一恒定值,称为相干峰。根据传感光纤的长度调整正弦调制的参数,即可控制相干峰在传感光纤内的位置,并确保同时只有一个相干峰。只有在相干峰处激发出的声场是稳定的,因此也只有该处持续发生 SBS 现象,其 BGS 信息承载到光信号上^[10]。

在 BOTDA 系统中,由于泵浦脉冲与探测光在整段传感光纤内均能激发声场。在整段传感光纤内,泵浦脉冲的能量一直在传递给探测光,造成布里渊泵浦耗散现象。由于布里渊泵浦耗散造成的拍频谱畸变是不可逆的,因此其造成的影响也难以补偿。而 BOCDA 系统因为其 SBS 现象可以认为只发生在相干峰附近,很好的回避了这个问题。此外,由于泵浦光和探测光均为连续光形式,则不存在脉冲消光比以及脉冲宽度与声子寿命关系的问题。

考虑泵浦光和探测光经过调制后的频率:

$$\begin{cases} \nu_p = \nu_0 + \Delta f \sin \left[2\pi f_m \left(t + \frac{z}{v_g} \right) \right] \\ \nu_s = \nu_0 + \Delta f \sin \left[2\pi f_m \left(t + \frac{L-z}{v_g} \right) \right] - \nu_B \end{cases} \quad (3-1)$$

其中, ν_0 为光波本身工作频率, Δf 为正弦信号调制深度, f_m 为正弦信号调制频率, z 为光纤中的空间位置, v_g 为光在光纤中的传播速度, L 为传感光纤长度, ν_B 为 BFS。

若要符合相干峰条件,应满足 $\nu_p - \nu_s$ 为恒定值 ν_B 。为此我们有:

$$\sin \left[2\pi f_m \left(t + \frac{z}{v_g} \right) \right] \equiv \sin \left[2\pi f_m \left(t + \frac{L-z}{v_g} \right) \right] \quad (3-2)$$

该式恒等的充要条件为:

$$\begin{aligned} & 2\pi f_m \left(t + \frac{z}{v_g} \right) - 2\pi f_m \left(t + \frac{L-z}{v_g} \right) \\ &= 2\pi f_m \left(\frac{2z-L}{v_g} \right) \\ &= 2\pi n, n \in \mathbb{Z} \end{aligned} \quad (3-3)$$

对于第 n 个相干峰 (n 也有可能为负),其空间坐标对应为:

$$z = \frac{1}{2} \left(\frac{nv_g}{f_m} + L \right) \quad (3-4)$$

由式 (3-4) 可知：无论调制频率如何设计，传感光纤在其中点处必定出现相干峰，即第 0 个相干峰；在固定调制频率下，相邻两个相干峰的距离为定值 $\Delta z = \frac{v_g}{2f_m}$ ，若传感光纤的长度大于该值，势必使得其中存在至少两个相干峰，因此该值限制了用于测量的传感光纤的长度，称为测量距离 d_m 。

在相干峰附近的点，泵浦光与探测光的拍频为：

$$\begin{aligned} \Delta v &= v_B + \Delta f \left\{ \sin \left[2\pi f_m \left(t + \frac{z + dz}{v_g} \right) \right] - \sin \left[2\pi f_m \left(t + \frac{L - z - dz}{v_g} \right) \right] \right\} \\ &= v_B + 2\Delta f \cos \left[2\pi f_m \left(t + \frac{z}{v_g} \right) \right] \sin \left(2\pi f_m \frac{dz}{v_g} \right) \end{aligned} \quad (3-5)$$

若 dz 满足 $\frac{f_m dz}{v_g} \ll 1$ ，考虑 Δv 偏离 v_B 的极端情况，频偏近似为 $\Delta v = v_B + 4\Delta f \pi f_m \frac{dz}{v_g}$ ，若此时的 Δv 仍能处于本征 BGS 的 3dB 带宽内，则认为该点的信号也有足够大的信噪比影响到对于相干峰的测量结果。令本征 BGS 的 3dB 带宽为 Δv_B ，那么当 dz 满足 $dz < \frac{v_g}{4f_m} \frac{\Delta v_B}{\pi \Delta f}$ 时，符合上述条件。因此，可以定义 BOCDA 系统的空间分辨率为：

$$\Delta z = \frac{v_g}{2f_m} \frac{\Delta v_B}{\pi \Delta f} \quad (3-6)$$

根据式 (3-6) 以及测量距离 d_m 的定义有： $\Delta z = \frac{v_g}{2f_m} \frac{\Delta v_B}{\pi \Delta f} = d_m \frac{\Delta v_B}{\pi \Delta f}$ 。从而有 $\frac{d_m}{\Delta z} = \frac{\pi \Delta f}{\Delta v_B}$ 决

定了单个测量范围内，有效不交叠的测量点个数。

3.2 实验测量方案

3.2.1 增益损耗级联方案

图 3-1 给出了增益损耗级联方案的 BOCDA 系统实验框图。DFB-LD 经过 BIAS-T 加载一个 20MHz 附近、5V 电压峰峰值的正弦信号调制后，经过 1:1 的耦合器分为两路信号。一路信号经过 SSBM 以及前置 PC。SSBM 的电压偏置加载一个 90kHz 的方波信号，使得最终调制出来的信号以 90kHz 的频率变换上下边带。在其边带变换的过程中，仔细调节前置 PC 和 SSBM 其余的电压偏置，使得对载波抑制比和边带抑制比均达到一致的水平。随后经过一段 2m 的 FUT 后，最终注入到环行器中。另一路信号则首先经过一段 200m 的延时光纤，以使得系统可以控制单个相干峰出现在传感光纤中。随后进入偏振扰偏器 (Polarization Scrambler, PS) 以消除传感光纤中偏振态对于布里渊散射的影响。最终注入到环行器的另一端口中。在两路信号进入环行器前，均经过 EDFA 进行光功率放大以确保在 FUT 中有足够强的光信号进行 SBS 作用。在环行器输出端口，光信号经过 PD 后进入锁相放大器 (Lock-

in Amplifier, LIA), 以加载到 SSBM 上的方波信号作为参考输入, 解调出实际所需的信号。

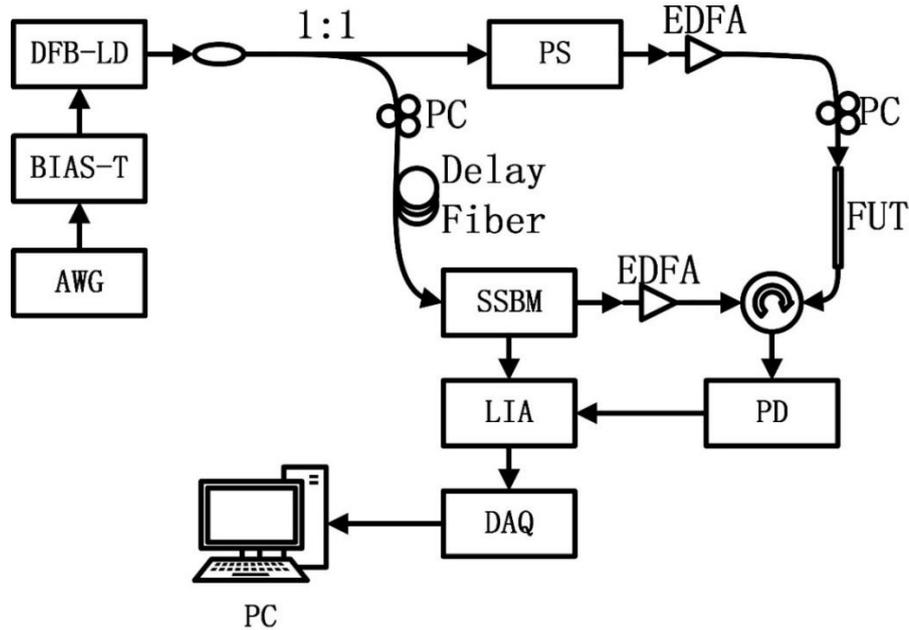


图 3-1 增益损耗级联实验结构

AWG: Arbitrary Waveform Generator; DFB-LD: Distributed Feedback Laser Diode; PC: Polarization Controller; PS: Polarization Scrambler; SSBM: Single-Sideband Modulator; EDFA: Erbium-Doped Fiber Amplifier; FUT: Fiber Under Test; LIA: Lock-in Amplifier; DAQ: Data Acquisition.

由测量距离 d_m 定义, 在 20MHz 的调制频率下, 测量距离 d_m 约为 5m, 在调制深度约为 3GHz 的情况下, 其空间分辨率约为 1.6cm 左右。考虑 200m 的延时光纤和 2m 的传感光纤, 大致为第 20 个相干峰 (距离整段光纤中点的第 20 个) 会落在传感光纤中, 其频率范围约为 19.6MHz 至 20.3MHz。事实上, 由于测量距离大于传感光纤的长度, 在连续调节调制频率的过程中, 将出现传感光纤中不存在相干峰的情况。而实验中也的确观测到了该现象。图 3-2 给出了该实验系统测量出的三维 BGS 分布。需要指出的是, 我们采用的传感光纤构成为: 1m 的单模光纤连接 1m 的多模光纤。因此可以看到 1~2m 的位置, 出现了两个布里渊增益峰。

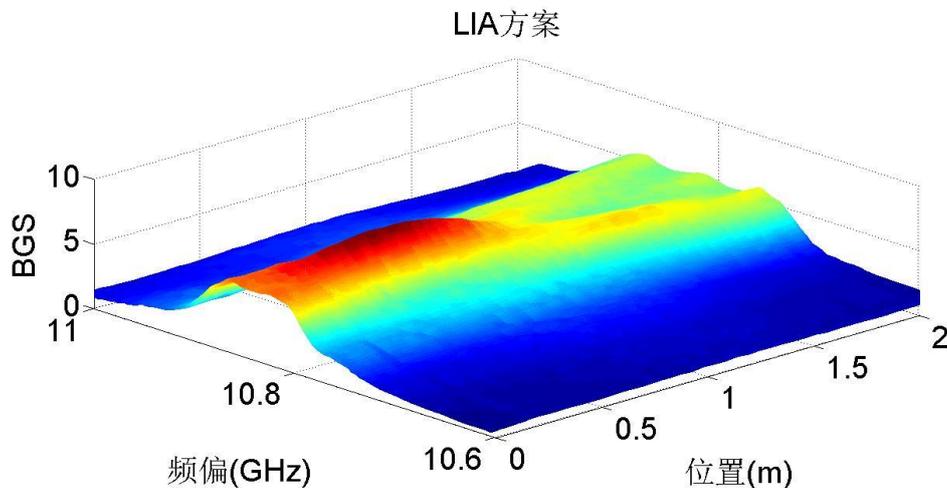


图 3-2 增益损耗级联方案测量结果

3.2.2 双平衡探测方案

传统的 BOCDA 方案的一个比较关键的缺点在于其对于锁相放大器的依赖：由于 BOCDA 的高空间分辨率特性，致使产生的布里渊散射信号十分微弱，信噪比很低，很多时候甚至被埋在噪声当中。在这种条件下，只能通过锁相放大器将特定频率的信号从噪声中提取出来。但锁相放大器对于系统的影响在于：一方面 BOCDA 系统由于自身的特点，单次测量只能获取单个相干峰的 BGS 信息。同时锁相放大器解调信号的工作时间也较长，从而使得传统 BOCDA 方案的测量时间长，无法实现实时测量；另一方面，由于锁相放大器的存在，实验系统的复杂度也增加了许多，同时仪器的成本代价也十分昂贵。

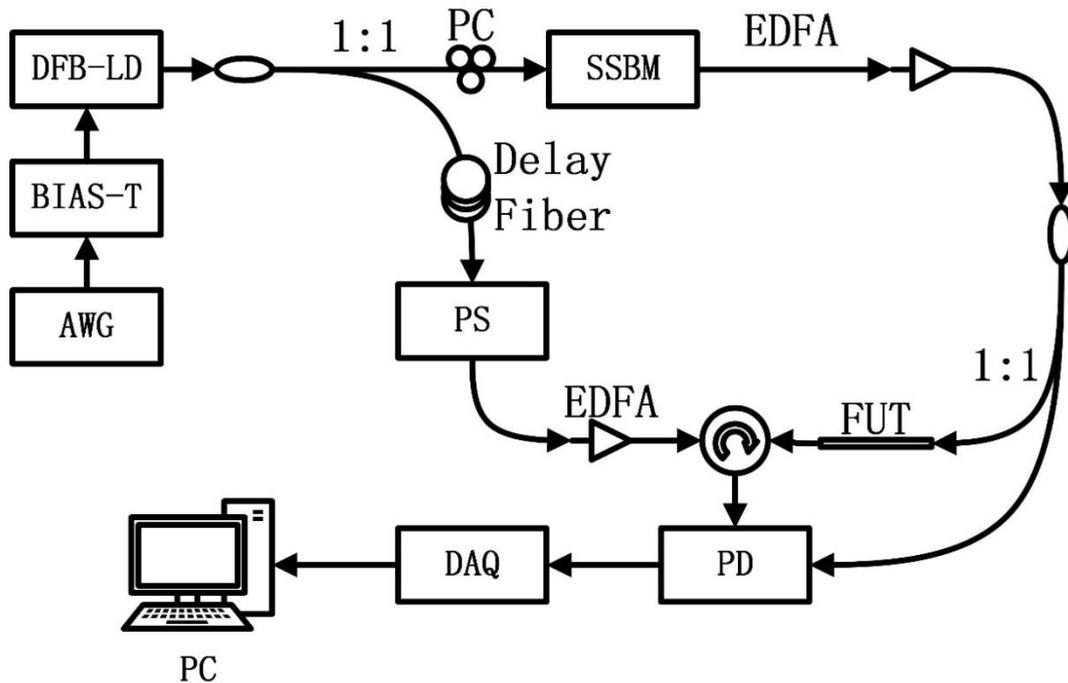


图 3-3 双平衡探测方案实验框架

AWG: Arbitrary Waveform Generator; DFB-LD: Distributed Feedback Laser Diode; PC: Polarization Controller; PS: Polarization Scrambler; SSBM: Single-Sideband Modulator; EDFA: Erbium-Doped Fiber Amplifier; FUT: Fiber Under Test; DAQ: Data Acquisition.

为了回避锁相放大器的使用并同时也能确保在低信噪比环境下将信号提取出来，我们对传统的 BOCDA 实验系统框架进行了改良，提出了双平衡探测的测量方案。

该方案与传统的 BOCDA 实验架构相比，省去了 LIA 以及加载到 SSBM 的方波信号。一方面避开了因 LIA 而带来的一系列问题，另一方面也降低了实验调试的难度。同时，探测光路（我们采用经过 SSBM 的一路信号作为探测光）在经过 EDFA 后，注入到 1:1 的耦合器中。一路继续注入 FUT，类似传统方案中到达环行器后的 PD。另一路则直接到达该 PD，两路信号相减后将消除探测光路本身所携带的底噪，从而将真正的信号提取出来。图 3-3 给出了该方案的系统框图，图 3-4 则给出了该方案的实验测量结果。可以发现该方案已经能够替代传统方案进行测量。

平衡探测方案

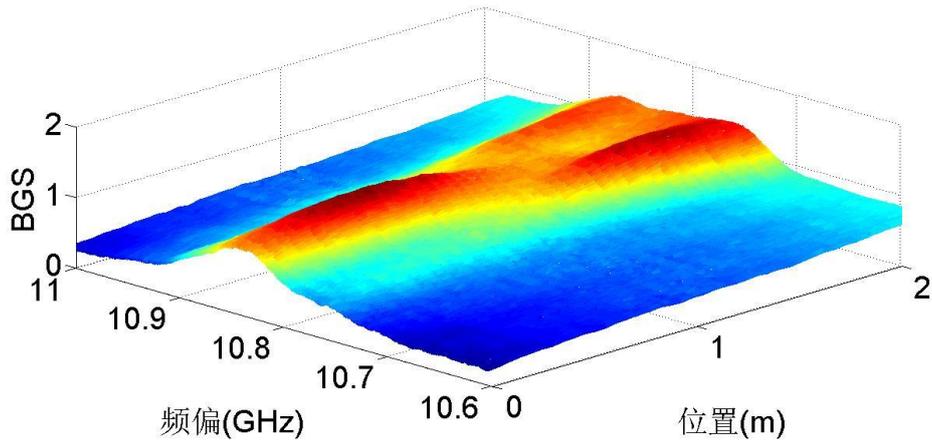


图 3-4 双平衡探测方案测量结果

3.3 本章小节

本章具体介绍了 BOCDA 的工作原理，BOCDA 系统可以非常容易地实现高空间分辨率并避免布里渊泵浦耗散现象的发生。文中介绍了一种传统 BOCDA 的实验架构——增益损耗级联方案，并给出了实验结果。但是考虑到传统 BOCDA 系统对于锁相放大器的依赖使得系统复杂性很高并且无法做到实时测量等缺点，我们提出了一种新的避免了锁相放大器的实验架构——双平衡探测方案。最终我们通过实验平台的搭建和测量最终验证了该方案的可行性，达到了预期的简化 BOCDA 系统的目的。

第四章 总结与展望

本文关于布里渊时域分析仪技术 (BOTDA) 在长传感距离方面遭遇的瓶颈方面, 着重针对布里渊泵浦耗散现象, 进行了理论分析和实验验证。从三波耦合方程出发, 完整实现了对光纤中布里渊散射现象的数值仿真, 并利用 matlab 软件设计了面向用户的 GUI 界面。通过仿真结果可以得出结论: 在 BOTDA 系统中, 布里渊泵浦耗散将导致布里渊频移改变量的测量出现系统误差, 并且该项误差总倾向于使得布里渊频移的改变量偏大; 布里渊泵浦耗散所导致的拍频谱畸变现象无法自行恢复。

同时, 在双稳态结构的分析中, 本文针对布里渊泵浦耗散现象, 分别讨论了其导致的频谱展宽、增益饱和以及频谱下陷现象, 给出了这些现象的具体起因。并根据对以上三种现象的研究发现, 布里渊泵浦耗散现象与注入光功率, 布里渊增益系数以及光纤长度有关均呈正相关关系。

此外, 本文在布里渊相关域分析技术 (BOCDA) 简化系统构架方面, 提出了不采用锁相放大器的双平衡探测方案, 避免了锁相放大器导致的传统 BOCDA 系统复杂度高不易调试、测量时间长因而无法实现实时测量等问题。

本次研究工作通过理论仿真讨论了布里渊泵浦耗散在 BOTDA 系统中的影响, 但遗憾的是, 我们始终未能发现并给出严格的长距离传感距离下, 该影响的量化分析结果, 仅能作相对简单的定性分析。虽然在双稳态结构的讨论中, 我们详细列出了布里渊泵浦耗散所导致的现象并作出了具体的解释, 但该结构在分布式光纤传感领域并没有太多的实际应用。而遗憾的是, 由于时间关系, 虽然在设计初期提出了很多简化 BOCDA 的测试方案, 但最终能够通过实验成功验证的也只有双平衡探测方案。

若要开展进一步工作, 建议从以下几个方面入手:

(1) BOTDA 系统

针对布里渊泵浦耗散所引起的布里渊频移改变量的系统测量误差, 可以以本文中介绍的极差条件为固定环境, 定量分析注入光功率以及光纤长度与系统测量误差的关系; 另一方面, 在研究过程中我们猜想, 布里渊频移改变量的大小本身也应该影响到系统测量误差的大小 (若改变量很大, 那么可以预见的是, 其系统测量误差应非常小), 对这个现象也可以进行定量的分析, 给出布里渊频移改变量与其导致的系统测量误差的关系。

(2) BOCDA 系统

可以尝试搭建在本次研究工作设计初期提出的但并为在最终调试成功的测试方案; 亦可以从理论上分析这些方案与锁相放大器存在的传统方案成功测量所需要的最小信噪比关系, 即能给出一系列判据, 以确定在特定的信噪比环境下, 哪些测量方案仍然可以正常工作。

(3) 两者结合

BOTDA 系统在传感距离和实时测量方面有着其他方案无法比拟的优势, 但布里渊泵浦耗散现象以及空间分辨率等都是 BOTDA 目前无法很好克服的问题; 而与此同时 BOCDA 拥有非常容易实现的高空间分辨率, 并且很好地避开了布里渊泵浦耗散现象, 却在本质上无法实现长距离的分布式系统。基于上述两种系统恰好可以优势互补, 因此可以考虑结合两种系统的特点, 设计提出新的分布式光纤传感技术。

参考文献

- [1]. 刘德明,孙琪真. 分布式光纤传感技术及其应用[J]. 激光与光电子学进展,2009, 46(11):29-33.
- [2]. 阮驰, 高应俊, 刘志麟, 等. 光纤法布里-珀罗 (Fabry-Perot) 腔液位传感器[J]. 光子学报, 2003, 32(10): 1-4.
- [3]. 唐炜, 史仪凯. Bragg 光纤传感技术应用研究[J]. 光学精密工程, 2002, 10(1).
- [4]. 詹亚歌, 吴华, 裴金诚, 等. 高精度准分布式光纤光栅传感系统的研究[J]. 光电子. 激光, 2008, 19(6): 758-762.
- [5]. 张在宣, 刘天夫. 激光拉曼型分布光纤温度传感器系统[J]. 光学学报, 1995, 15(11): 1585-1589.
- [6]. 张在宣, 王剑锋, 刘红林, 等. 30km 远程分布光纤拉曼温度传感器系统的实验研究[J]. 中国激光, 2004, 31(5): 613-616.
- [7]. 张旭苹,王峰,路元刚等. 基于布里渊效应的连续分布式光纤传感技术[J]. 激光与光电子学进展,2009,46(11):14-20.
- [8]. Agrawal G. Applications of nonlinear fiber optics[M]. Academic press, 2001.
- [9]. Ohno H, Naruse H, Kihara M, et al. Industrial applications of the BOTDR optical fiber strain sensor[J]. Optical fiber technology, 2001, 7(1): 45-64.
- [10]. Hotate K, Ong S S L. Distributed dynamic strain measurement using a correlation-based Brillouin sensing system[J]. Photonics Technology Letters, IEEE, 2003, 15(2): 272-274.
- [11]. Bao X, Chen L. Recent progress in Brillouin scattering based fiber sensors[J]. Sensors, 2011, 11(4): 4152-4187.
- [12]. Bao X, Brown A, DeMerchant M, et al. Characterization of the Brillouin-loss spectrum of single-mode fibers by use of very short (< 10 -ns) pulses[J]. Optics letters, 1999, 24(8): 510-512.
- [13]. Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F, et al. Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range[J]. Optics letters, 2010, 35(2): 259-261.
- [14]. Jia X H, Rao Y J, Chang L, et al. Enhanced sensing performance in long distance Brillouin optical time-domain analyzer based on Raman amplification: theoretical and experimental investigation[J]. Journal of Lightwave Technology, 2010, 28(11): 1624-1630.
- [15]. Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F. Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman amplification[J]. Optics Express, 2011, 19(5): 4444-4457.
- [16]. Soto M A, Taki M, Bolognini G, et al. Optimization of a DPP-BOTDA sensor with 25 cm spatial resolution over 60 km standard single-mode fiber using Simplex codes and optical pre-amplification[J]. Optics Express, 2012, 20(7): 6860-6869.
- [17]. Soto M A, Bolognini G, Pasquale F D. Long-range simplex-coded BOTDA sensor over 120km distance employing optical preamplification[J]. Optics Letters, 2011, 36(2): 232-234.
- [18]. Dong Y, Chen L, Bao X. Time-division multiplexing-based BOTDA over 100km sensing length[J]. Optics Letters, 2011, 36(2): 277-279.

- [19]. Dong Y, Chen L, Bao X. Extending the sensing range of Brillouin optical time-domain analysis combining frequency-division multiplexing and in-line EDFAs[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2012, 30(8): 1161-1167.
- [20]. Angulo-Vinuesa X, Martin-Lopez S, Nuño J, et al. Raman-assisted Brillouin distributed temperature sensor over 100 km featuring 2 m resolution and 1.2 C uncertainty[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2012, 30(8): 1060-1065.
- [21]. Horiguchi T, Tateda M. BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: Theory[J]. *Lightwave Technology, Journal of*, 1989, 7(8): 1170-1176.
- [22]. Zou W, He Z, Hotate K. Investigation of Strain and Temperature-Dependences of Brillouin Frequency Shifts in GeO₂-Doped Optical Fibers[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2008, 26(13): 1854-1861.
- [23]. Afshar V S, Ferrier G A, Bao X, et al. Effect of the finite extinction ratio of an electro-optic modulator on the performance of distributed probe-pump Brillouin sensorsystems[J]. *Optics letters*, 2003, 28(16): 1418-1420.
- [24]. Chu R, Kanefsky M, Falk J. Numerical study of transient stimulated Brillouin scattering[J]. *Journal of applied physics*, 1992, 71(10): 4653-4658.
- [25]. Afshaarvahid S, Devrelis V, Munch J. Nature of intensity and phase modulations in stimulated Brillouin scattering[J]. *Physical Review A*, 1998, 57(5): 3961.
- [26]. Thévenaz L, Mafang S F, Lin J. Impact of Brillouin pump depletion on the determination of the Brillouin gain frequency in distributed fiber sensors. 21st International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS21). International Society for Optics and Photonics, 2011: 775322-775322-4.
- [27]. Kobayakov A, Darmanyany S, Sauer M, et al. High-gain Brillouin amplification: an analytical approach[J]. *Optics letters*, 2006, 31(13): 1960-1962.

致谢

首先,十分感谢陈建平老师能够为我提供这次毕业设计的机会。陈老师一直很关心我的毕设工作,特别在毕设论文上替我把关,即使到了深夜也牺牲自己的休息时间审阅我的论文稿,让我备受感动。同时,我也要感谢邹卫文老师在大四的阶段对我工作的指导,是邹老师在光纤传感领域的学识和积累,使得在整个毕业设计过程中我一直能够掌握研究的核心,抓住问题的重点。同时,邹老师在学术上那严谨的治学态度也非常值得我学习。一直以来邹老师都非常耐心细致地回答我们在实验上遇到的调试问题,对此我们表示非常感激。

我还需要感谢金重九师兄,他将很多自己搭建、调试 BOTDA 和 BOCDA 系统的经验心得都一一与我们分享,使我们少走了很多弯路。虽然已经毕业工作,但是每次我们遭遇到从未见过的难题时,师兄总是能在百忙之中一步一步地教我们如何让问题迎刃而解,教会了我们对于常见的问题时应该从何下手。此外实验室的许多师兄师姐都在我的仿真过程中提出了很多可行性或优化的意见,也在我了解实验仪器的初期提供了很多的帮助,这里也都一一谢过。

最后,我必须感谢一直与我共享实验平台的李颢同学。虽然选题的内容不同,但是我们采用的实验平台基本是一致的,在邹老师的建议下,我和李颢同学在整个毕设过程中一直共同探索研究,在初期他还将自己大三时积累的做实验的经验以及软件的使用全部教给了我。没有他的帮助,我不可能在实验操作方面这么快地上手。没有那些在一起共同探讨问题,调试实验平台时光,我们也不可能在实验方面有这么顺利的进度。在这里,我对李颢同学表示最由衷的感谢!

发表论文

- [1]. Xin Long, Weiwen Zou, Hao Li, and Jianping Chen, “Brillouin optical correlation domain analysis based on auto-balanced detection,” Electronics Letters (to be submitted).

STUDY ON BRILLOUIN DISTRIBUTED FIBER OPTIC SENSORS WITH SENSING RANGE OVER HUNDRED KILOMETERS

Optical fiber sensors, as a recently developed sensing technology, gradually shows its advantages against other sensing technology in electric or mechanical field. Using light wave as the medium for signal transmission makes optical fiber sensors suitable for many applications in the environments such as confined space or area under strong electromagnetic interference.

Optical sensing techniques can be classified as single point fiber sensing, quasi-distributed fiber sensing and distributed fiber sensing according whether the sensing point can spread all over the system. Distributed sensing technique utilizes the fiber as signal transmission medium and sensing component based on the elastic/inelastic nonlinear effects in optical fiber, which can make its sensing range cover the whole optical fiber and can achieve multivariable sensing.

Among the mainstream system of distributed fiber sensing techniques, there are schemes based on Rayleigh scattering, Raman scattering or Brillouin scattering. In the Brillouin scattering based sensors, the environment parameters such as temperature and strain can be told through detecting Brillouin frequency shift (BFS). Brillouin scattering gets the advantages such as the narrow scattering spectrum and is sensitive to both temperature and strain. More and more researchers have paid their attention to the distributed fiber sensing technique based on Brillouin scattering effect.

Brillouin optical time-domain analysis techniques (BOTDA) can achieve long sensing range over hundred kilometers. However, fiber loss and Brillouin pump depletion are two phenomena that limit the sensing range of BOTDA. We establish a mature BOTDA experimental architecture and successfully get the measurement result to verify the theory of BOTDA.

In this thesis, we set up a program simulating the optical wave changes while the Brillouin scattering effects. We start from solving the three-wave coupling equations with finite difference method. An iteration algorithm is applied to transform the equations to be solved from nonlinear to linear equations. Matlab is selected as our simulation software due to its outstanding features on vector operations. And besides we additionally design a feature-rich interface using GUI toolbox to make sure the simulation be easy to set up.

As we knowing the Brillouin scattering, energy from pump wave will be transferred to the probe wave. So pump light wave will get more severe attenuation, so called Brillouin pump depletion in addition to the fiber loss. It should be noted that the energy attenuation caused by Brillouin pump depletion depends on the intrinsic Brillouin gain spectrum (BGS). Energy transmission reaches the maximum when the beat frequency between the pump wave and probe wave equals to the Brillouin frequency shift, which is different to the fiber loss and so that can bring in more severe interference to the measurement result.

In a long enough optical fiber, the Brillouin frequency shift for most part of the fiber keeps as

a constant, while the region close to the pump output port gets a change for the Brillouin frequency shift. We focus on whether the change for Brillouin frequency shift can be detected using the BOTDA system with the Brillouin pump depletion considered.

One should notice that, the spectrum shown by the measured data is not the exact intrinsic Brillouin gain spectrum. It is the result of a nonlinear process between intrinsic Brillouin gain spectrum and pump wave spectrum (i.e. the energy under different beat frequency between pump wave and probe wave) instead, although both spectrum share the same beat frequency for the peak value, known as the Brillouin frequency shift.

As the optical fiber is long enough, the pump will be depleted to the degree that we can't just ignore. The more beat frequency between pump wave and probe wave be close to the Brillouin frequency shift, the less energy remains for the pump wave before it reaches the final region. And when the pump pulse come into the final region, the pump wave spectrum keeps a monotonous trend so that the peak in the spectrum given by measured data will have a frequency shift instead of appearing at the Brillouin frequency shift. It can be figured out that the peak measured will always own a trend that increase the change of Brillouin frequency shift for the final part.

Although the situation mentioned above is the worst one as the unknown environment usually make the distribution of the Brillouin frequency shift be a random one so that the measurement errors will be relieved to some degree, this situation does standardize the deterioration caused by the Brillouin pump depletion in BOTDA. Besides, as the distortion happened in the pump wave spectrum cannot be restored, the Brillouin pump depletion will be unrecoverable once it occurs.

Simulation results for several other typical situations are also given. We conclude that: The more the region own a Brillouin frequency shift change be close to the pump input port, the less affect brought in by the Brillouin pump depletion; The more Brillouin frequency shift change, the more measurement error. Couple regions of opposite changes will relieve the measurement error, but cannot eliminate the error.

In order to get more understanding of the Brillouin pump depletion, we bring in the bistable structure. Under bistable setup both the pump wave and probe wave remain to be a time-invariant function, which makes the three-wave coupling equations reduced to a one-dimensional equations so that we can figure out these equations with the explicit solution. Although bistable structure is not used in Brillouin distributed fiber sensors, it is applied to other field such as amplifier based on Brillouin scattering. In bistable structure, the phenomenon caused by Brillouin pump depletion including spectrum broadening, gain saturation and spectrum burning.

Spectrum broadening is easy to explain. As the result of Brillouin pump depletion, the pump wave spectrum is distorted. And as mentioned above, the spectrum from the measured data is the result of the nonlinear effect between intrinsic Brillouin gain spectrum and pump wave spectrum, while the pump wave spectrum gets the opposite variation against the Brillouin gain spectrum (At the Brillouin frequency shift, the spectrum reaches the minimum instead of maximum). It will weaken the contribution from the intrinsic Brillouin gain spectrum. Finally the spectrum given by the measurement seems to have an amplitude compression. Because we usually take absolute attenuation as demarcate for the bandwidth such as 3dB bandwidth, also known as full width at half maximum (FWHM), these compressions always result in the broadening of the spectrum. We can find out that the more injected light wave power (Both pump wave and probe will do) or the longer optical sensing fiber, the wider the spectrum broadening.

Gain saturation is a phenomenon that is always found at the output region of the probe wave,

the peak that should have appeared in the spectrum measured is flattened. In fact, in bistable structure, the total energy, or energy proportion more strictly, given from pump wave to probe wave, is positive correlation to the injected pump wave power, probe wave power, optical fiber length and Brillouin gain in Brillouin frequency shift. We should notice that the maximum of the amount of energy transmission is exactly the total injected pump wave energy. When the first three parameters mentioned above are large enough, it is not required that the beat frequency be equal to the Brillouin frequency shift to make the whole energy of pump wave transfer to probe wave. So that the gain of the probe wave reaches the maximum around the Brillouin frequency shift, or so called gain saturation. And we should point out that although the fiber loss exacerbates the energy attenuation, it in fact relieves the gain saturation phenomenon.

Spectrum Burning is similar to the gain saturation, it just happens at the middle of the sensing fiber, and the gain measured at the Brillouin frequency shift no longer the maximum value of the whole spectrum, it becomes lower than the gain of other beat frequencies nearby. The more it is close to the probe input port, the more easily the Spectrum Burning takes place. We show the critical condition on injected light power for the Spectrum Burning both from experiment results and simulation results, and two critical conditions are well coincide.

As the result, Brillouin pump depletion affects the BOTDA system so as to limit its sensing range. Such shortage can be well avoided in the Brillouin correlation-domain analysis techniques (BOCDA). The essence of the Brillouin pump depletion is that Brillouin scattering happens everywhere in the sensing fiber. And the principle of the BOCDA can perfectly prevent this phenomenon. However, the principle of BOCDA determines it cannot achieve long sensing range. And the complexity of the BOCDA is much higher than the BOTDA.

The dependence for the lock-in amplifier is the main factor that causes the high complexity of the BOCDA. In this thesis, we propose a novel experiment structure without use of lock-in amplifier. In this setup, the noise will be removed by subtracting the signals. The experiment result shows that our scheme can also extract the spectrum from the noise part without lock-in amplifier.