

用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的研究

摘 要

缺乏全光缓存器已经成为制约现代光信息网络发展的瓶颈问题。近两年来，人们对基于各种慢光技术的光存储器进行了大量的研究。研究较多的是用电磁感应透明(EIT)的方法实现光存储，但在这种方法中，其工作频率高度受限。2007年，美国杜克大学的 Zhaoming Zhu 等人与罗彻斯特大学的 Robert W. Boyd 合作应用受激布里渊散射(SBS)的方法在光纤中实现了光存储。该存储器具有简单易实现、存储时间连续可调、对光的工作频率没有限制、可实现对多个光脉冲进行存储等优点。该成果发表在《科学》杂志上，使得用受激散射实现光存储的技术得到了人们的极大关注。本文对基于受激布里渊散射(SBS)实现光存储的规律进行了理论研究和数值模拟，力求探求其中规律，得到了一些初步结论。主要研究内容包括：

1. 建立了基于 SBS 的在光纤中实现光存储的物理模型和数学模型。

2. 对数学模型离散化，利用有限差分法得到数值计算模型，并利用 Matlab 数值计算软件编程计算。

3. 研究了基于 SBS 的光存储规律。具体包括：计算并观测了长短数据脉冲在单模光纤和硫系化合物玻璃光纤中的光存储规律；研究了存储时间和读出效率之间的变化规律；研究了光存储过程中布里渊增益对读出效率的影响；研究了读出效率随数据脉冲强度的变化规律；研究了光存储过程中控制脉冲的强度随布里渊增益的变化关系。

关键词：受激布里渊散射，光存储，读出效率，声子寿命，布里渊增益系数

THE STUDY OF OPTICAL STORAGE VIA STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING IN OPTICAL FIBER

ABSTRACT

The bottleneck of developing modern all-optical communication networks is the lack of the all-optical memory. Over the past two years, there is a great deal of studies on optical memory based on slow light. More research is focused on the optical storage methods based on electromagnetically induced transparency (EIT), while the operating frequency of this methods is highly restricted. In 2007, Zhaoming Zhu etc of Duke University achieved optical storage in an optical fiber via Stimulated Brillouin Scattering (SBS), cooperating with Robert W. Boyd of the University of Rochester. This kind of optical memory is simple and ease to achieved, its storage time is continuously adjustable, there is no restriction on operating frequency, and the multi-pulse storage can be achieved in the same time. The paper about the research was published in 《Science》, and the technique of optical storage via SBS caused great concern from then on. In this paper,the study of some inherent law of optical storage via stimulated Brillouin scattering (SBS) is presented by theoretical analysis and numerical simulations, including:

1. Founding the physical and mathematical models(governing equations) of optical storage in optical fiber via SBS .

2. Discretization the governing equations of optical storage via SBS and founding the corresponding numerical model by the Finite Difference Methods. Programming by Matlab and do a serial of corresponding calculations using the numerical model above.

3. Seeking for the inherent laws of optical storage via SBS by post-processing and analysis the numerical results. Including: Doing different calculating cases by using the same length of data pulse to realize light stored in single-mode fiber and in the sulfur compounds glass fiber; Studing the changes of readout efficiency by storage time changes;

Studying the Brillouin gain to the impact of readout efficiency in the process of optical storage; Studying the changes in the readout efficiency by the intensity of read data pulse changes; Studying the changes in intensity of the control pulse by Brillouin gain changes in the optical storage process .

KEY WORDS: Stimulated Brillouin scattering, optical storage, readout efficiency, acoustic Lifetime, Brillouin gain coefficient

符号说明

ν_L	入射光子
ν_S	散射光子
ν_a	感应产生的声子的频率
\vec{k}_L	波量子的波矢
\vec{k}_S	波量子的波矢
\vec{k}_a	波量子的波矢
α	吸收率
g	增益因子
g_B	布里渊增益系数
γ_e	光纤的电致伸缩系数
A_c	读写脉冲的电场包络函数
A_d	数据脉冲的电场包络函数
n_f	光纤的膜折射率
n_g	介质的折射率
λ_0	中心波长
ω_0	中心频率
ε	介电常数
θ	光散射角
ε_0	真空的介电常数
ε_r	介质的相对介电常数
ω	角频率
η_S	剪切粘滞系数
η_B	体粘滞系数。
Ω_B	布里渊频移
SBS	受激布里渊散射

EIT	电磁诱导透明
SRS	受激喇曼散射
SPM	自相位调制
OPA	光参量放大
K-K	Kramers-Kronig 关系
EDFA	掺铒光纤放大器
DWDM	密集波分复用系统
CPO	相干布居数振荡
PRBS	伪随机二进制序列

北京化工大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名： 任志泉 日期： 2009.6.1

关于论文使用授权的说明

学位论文作者完全了解北京化工大学有关保留和使用学位论文的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属北京化工大学。学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许学位论文被查阅和借阅；学校可以公布学位论文的全部或部分内容，可以允许采用影印、缩印或其它复制手段保存、汇编学位论文。

保密论文注释：本学位论文属于保密范围，在 2 年解密后适用本授权书。非保密论文注释：本学位论文不属于保密范围，适用本授权书。

作者签名： 任志泉 日期： 2009.5.26

导师签名： 丁迎春 日期： 2009.5.26

第一章 绪论

随着光纤通信系统技术的迅猛发展,在光纤中实现光存储的研究越来越受非线性光纤光学领域科学家的重视。光纤是 20 世纪的重大发明之一,其导光性能臻于完美,很难想像还会有更好的替代者。虽然光纤的玻璃材料的非线性很弱,但由于纤芯小、纤芯内场强高且作用距离长等因素,光纤中的非线性效应还是会积累到足够的强度,从而导致对信号的严重干扰,限制了系统的传输性能。但是,如果合理利用非线性现象会产生很有价值的效应,非线性光纤光学因此应运而生。光纤中的非线性效应可分为两类:一是受激非弹性散射,即光场经过非弹性散射将能量传递给介质产生的效应。包括受激布里渊散射(SBS)和受激喇曼散射(SRS);二是非线性折射率,即光纤折射率与光强的相关性产生的效应,包括自相位调制(SPM)、互相位调制(XPM)和四波混频(FWM)。

本课题研究的重点是如何在光纤中利用受激非弹性散射中的受激布里渊散射实现光存储。光纤中实现光速控制的方法,主要包括利用受激布里渊散射(SBS),受激拉曼散射(SRS),光参量放大(OPA),光纤环形共振腔和光纤光栅等。前三种方法(SBS, SRS, OPA)都是基于光学放大的原理,其物理机理都是在透射光谱上产生一个尖锐的增益峰,根据 K-K 关系,透射谱上的增益峰会导致脉冲经历很强的正常色散(相折射率剧烈变化),从而减慢其群速度。光纤环形共振腔和光纤光栅是基于滤波效应产生慢光的。慢光控制技术是目前非常活跃的研究领域,主要是因为它在缓存器、数据同步处理和光开关等方面有着潜在的应用价值。慢光研究的一个很强的动机就是获得存储时间连续可调的全光存储器,这也是现代光信息网络的一个瓶颈,本论文力求为此问题的解决提供部分理论和数值计算依据。

1.1 光纤中实现光存储的研究背景

目前的光纤通信系统中,存在着较多的光-电、电-光变换过程,给光纤通信系统带来诸多不利因素——电子器件带宽有限,串行电信号传输速率上限为 40Gb/s,只有光纤容量的千分之一,而目前由于掺铒光纤放大器(EDFA)和密集波分复用(DWDM)系统的出现,实验室中光纤传输系统的速率已经高达 10Tb/s;光-电,电-光转换增加了设备的复杂性,降低了系统稳定性和可靠性,而且信号容易失真。这样的系统难以完成高速宽带综合业务的传送和交换处理。为了解决这些问题,充分利用光纤通讯的带宽优势,人们一直梦想着能够实现全光通信技术。

全光通讯中涉及到的关键技术主要包括光监控技术、光信息的再生、整形、光放大技术、光时分复用,波分复用技术、光交换/光路由技术。其中光交换/光路由属于全光网络中关键光节点技术,主要完成光节点处任意光纤端口之间的光信号交换及选路,它所完成的最关键工作是波长变换。由于实质上是对光的波长进行处理,所以更确切地说,光交换/光路由应该称之为“波长交换/

波长路由”。全光网络的几大优点如带宽优势、透明传送、降低接口成本等都是通过该技术体现的。光交换 / 光路由由于能保持信号的光域特性，突破了电子网络的速率瓶颈，可以快速为客户提供端到端的高速宽带路由及虚拟光纤网络，可以为网络提供商节约 25% 的费用，和电子交换系统相比，可以提高速率十几倍。鉴于全光路由器的这些优点，人们一直为研制出性能优越的光路由器而努力。但是目前为止仍然没有解决的问题是：人们还没有研制出全光随机数据存储器（ORAM）和高灵敏度的光学可控延迟线（缓存器）。由于没有光学缓存的光交换技术，当多个数据包同时需要被路由时，不可避免的会导致一定比例的数据包丢失或错误路由，从而导致路由器的响应时间增加，信息的误码率上升。

因路由器向更高的处理速率发展已经是非常困难，缺少实用的光路由器就成为全光通信发展的瓶颈。全光包交换网中的光路由器中包交换的关键部件包括交换矩阵、信号处理单元和光缓存器。全光开关和信号处理的器件相对成熟，而全光缓存器尚没有实用的技术途径，故全光缓存器成为全光路由器的关键。实现光缓存的办法之一是通过光学的手段来控制光速。虽然目前在用的光纤延迟线也可以实现光信号缓存，但只能定量延迟光信号，不能实现延迟时间的可控制。如果能直接控制光的传输速度，就可以实现光信号的可控延迟或存储。同时光缓存在光计算方面也具有巨大的潜在应用，可以充当内存的功能。正因为控制光速实现光缓存具有如此重要的意义，国际上掀起了可控制慢光的研究热潮，目前已经成为光学领域研究的前沿和热点，而且已取得了丰硕科研成果，现将该领域的研究现状综述如下。

1.2 在光纤中实现可控慢光的研究进展

众所周知，光子没有静质量，是玻色子，理论上只能减慢其速度而不可能将其完全意义地停下来。假设光在媒介中传播的速度是 v ，传播距离是 L ，则其传播所需要的时间 $t = L/v$ 。从上式可知，控制光传播的时间可以有两种途径：

- (a) 通过改变其传播距离 L ；
- (b) 通过改变其传播速度 v 。

利用方法 (a) 实现的方案包括光纤延迟线 (FDL) 和各种环型结构。其显著缺点是由于所用的光纤长度或环长固定，所以不能精确控制延迟光信号的时间（延迟时间必须为光经过光纤长度或环长时间的整数倍）。利用方法 (b) 来实现光缓存的方式，从气体中利用电磁诱导透明 (EIT)——超冷原子气体，超热原子气体；到晶体中利用相干布居数振荡 (CPO)——红宝石、紫翠玉、半导体量子点、量子阱，进一步发展到光纤中利用 CPO——掺铒光纤，利用受激光放大——布里渊、拉曼、参量放大等。

由此可知，通过改变其传播距离 L 来控制光传播时间在实际应用方面有其明显弊端，不能精确控制延迟光信号的时间，因此在全光信息技术迅速发展的今天，通过改变其传播速度 v 来控制传播时间在实际应用方面更有其优势，也越来越受到该领域的科学家的重视。本课题主要研究利用方法 (b) 实现慢光的方式，特别是在光纤中实现慢光控制的现象和机理。

1.2.1 在光纤中利用电磁诱导透明（EIT）产生可控慢光的实验研究

早期的慢光研究主要基于材料的吸收带来实现，材料折射率变化越剧烈的地方，光速改变越大，同时吸收也越强烈，最终光信号会变得很弱，在当时的实验条件下难于观测。1990年，Harris等人提出了一种使光的速度减慢而几乎不被吸收的方法——电磁诱导透明（EIT）技术^[1]。1992年，Harris等人又具体估算了利用电磁感应透明可以使铅蒸汽中的光速比真空中的光速降低两个数量级^[2]。

电磁诱导透明技术是利用量子相干效应消除电磁波传播过程中介质影响的一种技术。具体的说，就是利用一束探测光作为信号，照射在某些光学不透明介质上，信号光不能通过，现在用另一束频率不同的耦合光作为控制光束同时照射在这种介质上，由于控制光束的作用，信号光在介质中无衰减的传播，或者透射率大为提高，这就使原来对信号光束不透明的介质成为透明介质，这就是电磁诱导透明原理。光学介质可以减慢光脉冲的速度，特别是在光脉冲的光学频率与介质产生共振时，光脉冲的群速度将明显减慢。但是共振时介质会对光脉冲产生强烈吸收，这样就限制了光脉冲在其中的慢光传输，使得慢光现象难以被观测到。应用了EIT技术以后，介质对光脉冲几乎无吸收，慢光现象才被明显观测到。

最典型的利用EIT减慢光速的实验结构由L.V.Hau等人于1999年发表在《Nature》杂志上^[3]，试验装置如图1-1所示。实验利用激光制冷到450nK（已小于钠原子产生玻色——爱因斯坦凝聚的临界温度）的钠原子蒸气，使光速减慢到了惊人的17m/s，群折射率达到了10的6次方量级。

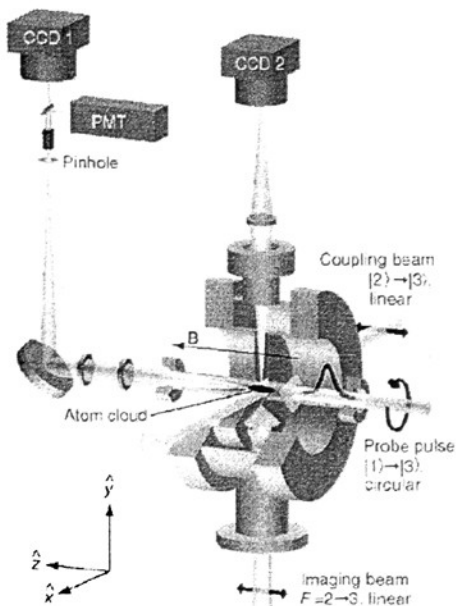


图1-1 EIT实验装置图

Fig.1-1 Experimental setup used in the EIT experiment

随后，Patnaik等人提出了一种利用EIT在光纤中产生慢光的新方法^[4]，他们将拉细的光纤置于

EIT介质（掺正氢的仲氢晶体点阵）中，利用光纤中的消逝场同其周围的EIT介质的强烈耦合，使介质满足EIT的产生条件，结果他们得到了低至44m/s的群速度。

由此，EIT让人们相信了几乎无吸收的使光速减慢的可能性。但是其缺点也是非常明显，比如需要极端的实验条件，耗资巨大，离实际应用相去甚远。

1.2.2 在光纤中利用相干布居数振荡(CPO)产生可控慢光的实验研究

CPO的基本原理是使电子布居数在基态和激发态之间振荡，从而产生一个很窄的吸收谱的光谱烧孔，即：用抽运光场将介质（如红宝石）的基态粒子抽运到宽吸收带上，电子从这个能带在几个皮秒的时间内快速驰豫到亚稳态，然后经亚稳态寿命 T 时间（如铷离子10.5ms,红宝石4.45ms），再从亚稳态重新回到基态。

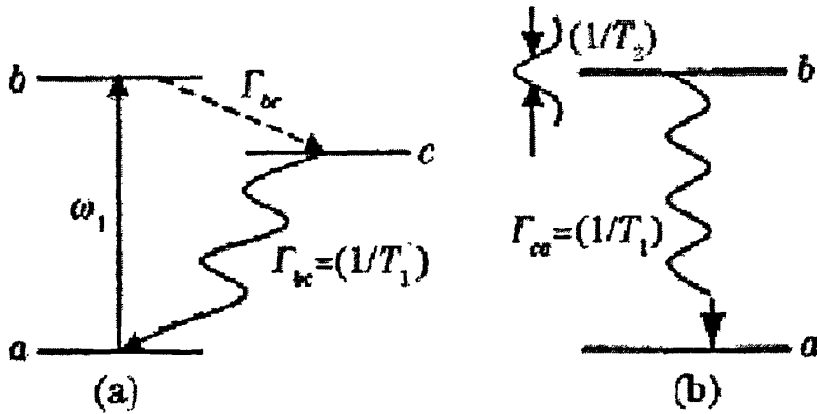


图1-2 CPO原理图：(a)原始能级，(b)简化能级

Fig.1-2 The principle of CPO: (a)original energy level, (b)simplified energy level

首次利用相干布居数振荡(CPO)产生可控慢光是在2003年，Boyd实验小组的Bigelow等人在室温下分别在紫翠玉和红宝石晶体中利用CPO技术实现了超慢光^[5,6]。之后，在2006年A.schweinsberg^[7]等在掺铷光纤(EDF)中利用相干布居数振荡(CPO)光谱烧孔实现了光速的可控延迟，将光信号延迟了信号脉宽的8.9%。虽然延迟度很小，但是这一方法为光纤中实现可控慢光开辟了新的途径，其实验结果如图1-3所示，分别实现了0.124和0.089的相对加快和延迟量。

CPO的优势在于使用固体材料，室温工作，但是基于CPO产生慢光的方法对实验条件要求同样也很高，而且只能在特定材料中实现，信号工作在特定波长，带宽很窄（室温晶体中只有KHz量级），只能延迟ms级的脉冲，相对延迟很小，只有百分之几且难以控制，所以有很大的应用局限性。

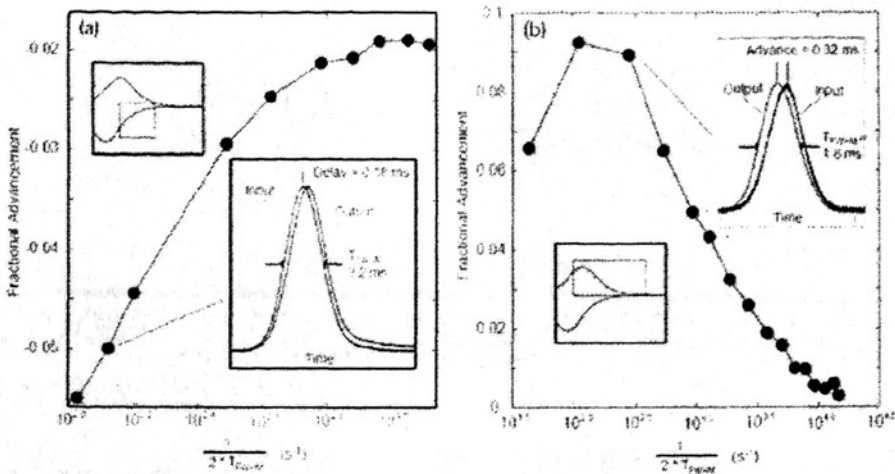


图1-3 利用CPO技术在EDF中实现快慢光的实验结果图

Fig.1-3 The result of slow and fast light experiment by using CPO technique in EDF

1.2.3 在光纤中利用拉曼散射及受激拉曼散射产生可控慢光的实验研究

2005年8月David Dahan^[8]等利用拉曼辅助窄带光学参量放大过程产生可调慢光,在2000m的色散位移光纤中将70ps的脉冲延迟了160ps。这一方法的优点是能够增加脉冲的最大延迟量和可调光谱范围,并将可延迟脉冲的脉宽减小到了几十皮秒,但是在此方法中,信号光的波长离抽运波长较远,偏离了通信中常用的波长范围。与此同时,Shrping J.E[9]等在光纤中利用受激拉曼散射成功地将430fs的光脉冲延迟了366fs,实现了小于1ps光脉冲的可控延迟,将可应用于通信带宽大于1000Gbit/s的超高速光通信系统。2006年初,上海交通大学光学与光子学研究所的刑亮等也利用光学参量放大过程实现了在传输速率10Gbit/s的归零码光纤通信系统中将波长为1561.4nm的信号脉冲延迟15ps。

该方法对需要延迟脉冲的波长具有较宽的调节范围,缺点是脉冲的延迟度比较小。

1.2.4 在光纤中利用受激布里渊散射产生可控慢光的实验研究

1972年,由Ippen等人在光纤中首次观察到受激布里渊散射现象。随后在1982年,Basley在多模光纤中观察到SBS的相位共轭现象,从此光纤作为一种新型的SBS介质开始引起人们广泛的关注,在多领域取得可喜成果,特别是在光纤中利用受激布里渊散射产生可控慢光的实验研究取得了应用性的突破。

2005年瑞士Luc Thevenaz 试验小组K. Y. Song^[11]等首次在传统光纤中利用光纤中的SBS过程实现了光速操控,实验半峰全宽为100ns的光脉冲通过光纤的时间延迟了30ns,实验装置如图1-7所示。

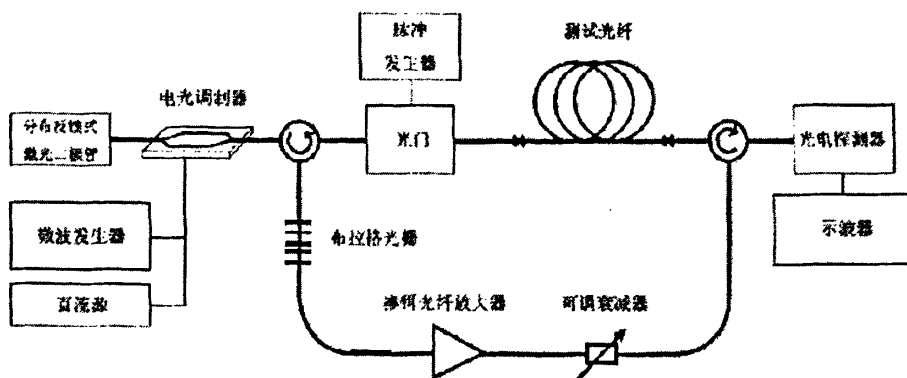


图 1-4 光纤中由 SBS 产生的脉冲延迟装置

Fig.1-4 Experimental setup of SBS slow light in an optical fiber

实验中,光源采用一个波长为 1552nm 的分布反馈式激光二极管。光源发出的光输入到一个电光调制器产生两个一阶边频,其频率间隔为实验中所用检测光纤的布里渊频移。频率较低的边频被窄带光纤布拉格光栅反射后,经过由另一个电光调制器构成的快速光门变成 100ns 的光脉冲作为探测脉冲;频率较高的边频则经过掺铒光纤放大器放大后作为连续波布里渊抽运,并由可调衰减器控制其光功率。在零到几十毫瓦的范围内改变抽运功率,在不同的布里渊增益下,通过数字示波器来测量探测脉冲的时间延迟。实验中先后用了两种测试光纤做比较,分别是 11.8km 的标准光纤和 6.7km 的色散位移光纤。测量结果见图 1-5,增益在 0—30dB 之间每增加 5dB 对应图 1-5a 中的一条曲线。测试脉冲的半峰全宽为 100ns,当增益为 30dB 时得到最大延迟时间。作为比较,使用色散位移光纤时当增益为 25dB 时得到最大延迟时间 18ns,见图 1-5b。该实验方案对光脉冲速度的可操控性主要体现在两个方面,一是可以通过改变抽运功率来调节脉冲的延迟度;二是可以通过改变抽运波长来调节光脉冲的波长。

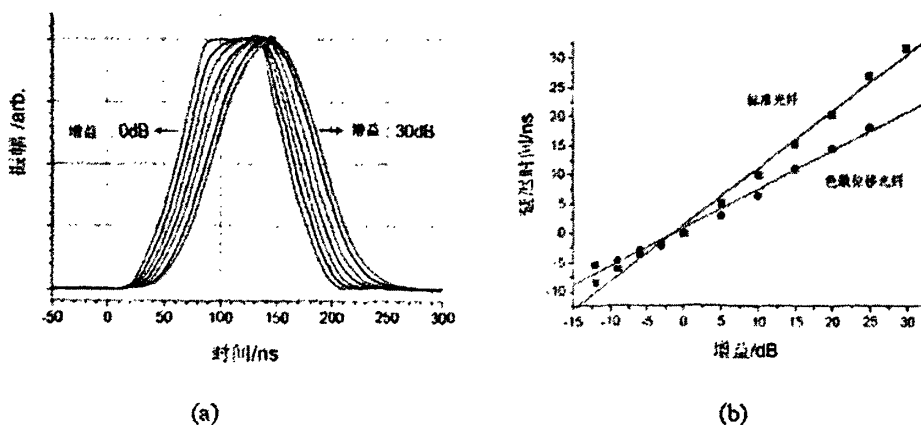


图 1-5 SBS 慢光的实验结果

Fig.1-5 Result of SBS slow light experiment

由于实验中产生的脉冲延迟受增益饱和以及由放大的自发布里渊辐射产生的抽运损耗的影响，延迟时间比较短。随后Luc Thevenaz 试验小组的M. G Herraiz^[12]等改进实验方案，将脉宽40ns的光脉冲延迟了150ns，大大提高了延迟时间。实验采用如图1-6所示的级联带有非定向光纤衰减器的光纤段，每段光纤轴的半径大小一致，光纤长度均为1.1km，布里渊频移均为10.736GHz。

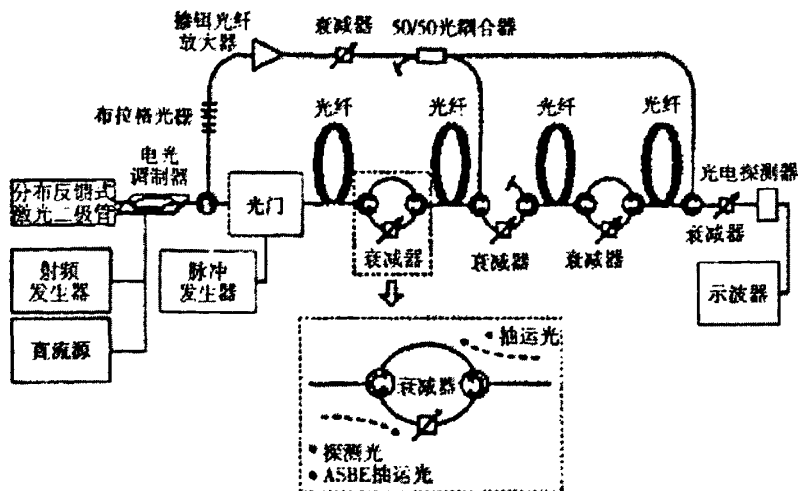


图 1-6 改进的实验装置

在该实验装置中，被受激布里渊散射放大的探测脉冲被衰减器周期性的衰减而反向传播的抽运光没有被衰减，这样可以避免出现增益饱和，从而在每个光纤段上都能维持相应光脉冲的延迟。与此同时由于后向自发布里渊辐射光(ASBE)也可以被衰减器吸收，也可以有效避免抽运光受放大自发布里渊辐射损耗的影响。改进后的测量结果如图1-7所示。

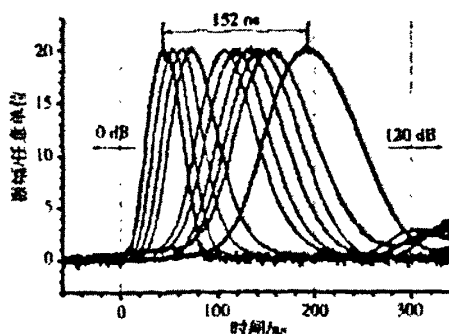


图1-7 改进实验装置后的实验结果

继Luc Thevenaz实验小组之后，又有很多实验实现了光纤中的可控慢光。2005年初,Yoshitomo Okawachi^[13]等也采用受激布里渊散射方法将63ns的高斯光脉冲延迟了25ns，如图1-9a。并使该技术可以应用于脉宽短至15ns的光脉冲，实验装置如图1-8，结果如图1-9b。

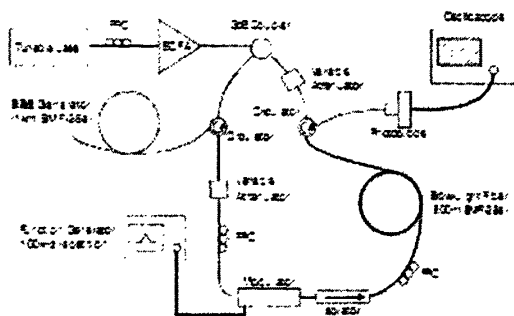


图1-8 实验装置

FIG.1-18 Experimental setup

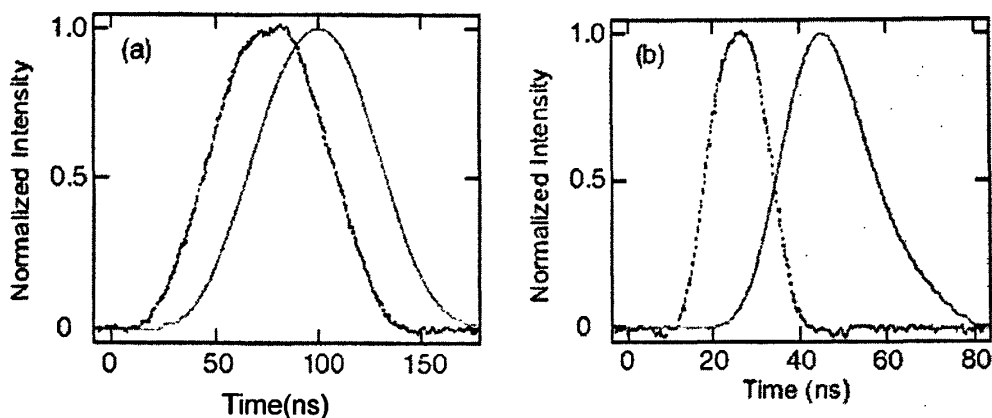


图1-9 实验结果

FIG.1-9 Observation of slow light via SBS in a room temperature optical fiber at telecommunication wave-lengths. Temporal evolution of the Stokes pulses (with a gain parameter $G=11$) emitted from the fiber in the absence (dotted) and presence (solid) of the pump beam for (a) 63ns long and (b) 15ns long in put Stokes pulses.

Luc Thevenaz实验小组最先在光纤中利用SBS实现了光速的可控延迟,克服了以往光速减慢实验对实验条件要求高、工作波长单一等缺点,向慢光技术的实用化迈进了一步。但是,由于光纤中的布里渊自然增益线宽很窄(只有几十兆赫兹),所以该方案的波长可调节度将相当有限,而且可延迟脉冲的脉宽较大,难以应用在通信速率较高的系统中。目前,这一限制已经有所突破。2006年2月Luc Thevenaz实验小组的Miguel Gonzalez Herraiz^[14]等发表了新的实验结果。他们基于SBS的抽运光谱展宽,成功地将有效带宽增加了10倍,并进一步指出,通过优化实验方案有可能使SBS慢光技术应用到速率为几十G比特/秒的光通信系统中。美国杜克大学的Daniel Gauthier领导的小组成员Zhu Zhaoming^[15]等在2006年的美国光纤通讯研讨及展览会上发表的文章证实了这一预言,他们将SBS的带宽提高到了12.6GHz,成功地将75ps的光脉冲延迟了47ps。随后,Zhu Zhaoming^[16]

等在2007年首次在室温条件下进行光存储实验(试验装置如图1-10),研究发现了一种利用受激布里渊散射(SBS)把光脉冲转化为声波后再储存于光纤材料中的简单方法,实验应用一流的可调谐激光器技术,通过布里渊频移使读写脉冲的载频比数据脉冲的载频低,从而实现在数据脉冲任意载频处的受激布里渊散射过程。即在5米长声子寿命为3.4ns的光纤中实现了对平滑2ns数据脉冲4ns的光存储,读出效率达29%,当实现12ns光存储时,读出效率是2%。由此可见所用的这个试验设备可解决全光通信系统发展中的瓶颈问题,即有望实现实用性的存储时间持续可调的全光存储器。实验结果如图1-11

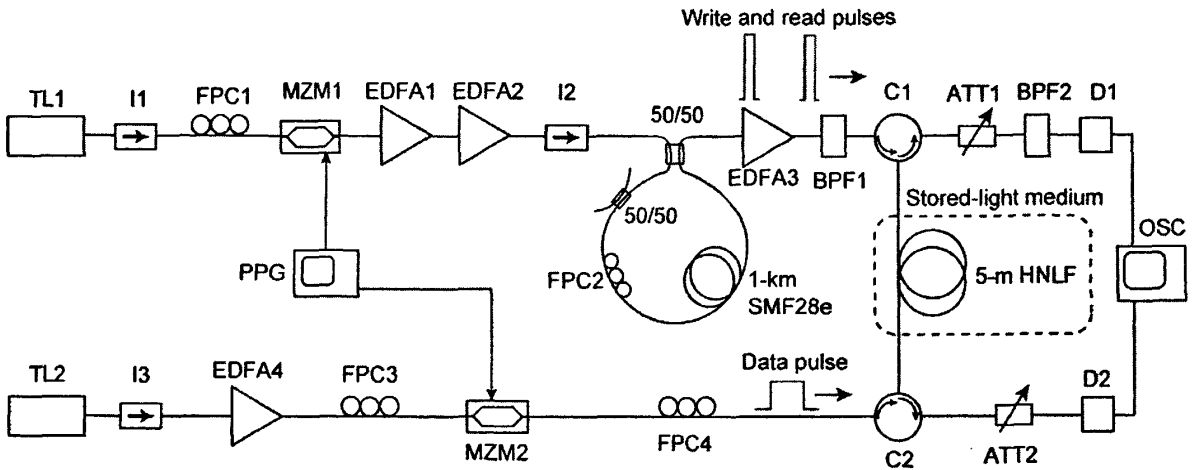


图 1-10 试验装置

Figure 1-10: Experiment setup. TL1-2: tunable lasers; I1-3: optical isolators; FPC1-4: fiber polarization controllers; MZM1-2: Mach-Zehnder modulators; PPG: pulse pattern generator; EDFA1-4: Erbium-doped fiber amplifiers; 50/50: 3-dB coupler; BPF1-2: bandpass filters (bandwidth 0.2 nm and 0.06 nm, respectively); C1-2: optical circulators; ATT1-2: tunable attenuators; HNLF: highly nonlinear fiber; D1-2: 13-GHz-bandwidth detectors.

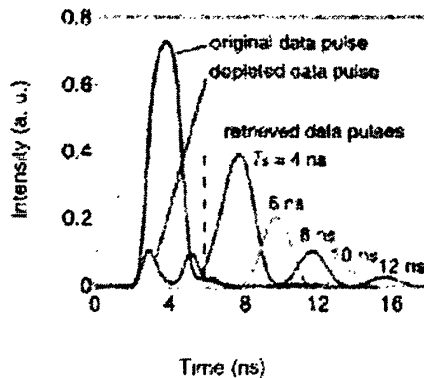


图1-11实验结果

FIG1-11 experimental results

1.3 受激布里渊散射慢光延迟线的研究进展

现代通讯网络或信号处理最基本的障碍是缺乏能够缓存或延迟到达的信息。为此,实现光的缓存是非常重要的,即在非线性材料中,通过光与光的相互作用,信息被延迟。很多潜在的应用需要光脉冲以可调谐和可控的方式延迟一到几倍的脉冲持续时间。这些特殊的应用包括随机存储器、缓存器、数据同步处理等^[17~18]。最早的慢光研究多是集中在电磁感应透明和相干布局数振荡这两种方法上^[19~20]。这两种方法中都具有窄的透明窗,它们的工作频率高度受限。近来人们对利用受激布里渊散射(SBS)实现慢光产生了浓厚的兴趣。在光纤中实现SBS慢光的基本原理是:两束光同时从单模光纤的两端入射到光纤中,一束光是由强的连续波组成的泵浦光,另一束是由弱的脉冲激光组成的信号光,由于电致伸缩效应,两束光引起了光纤的密度起伏,产生了折射率光栅或者叫做声波,并沿着与泵浦光束相同的方向传播,声波的频率等于泵浦光与信号光的频率差。在移动的折射率光栅的作用下,泵浦光产生强的后向散射。散射光是泵浦光的频率下移到信号光的频率处时产生的光子,结果是使信号脉冲和声波都得到放大。最强的SBS放大谐振过程发生在信号光的频移等于固有的布里渊频移处,因为这个谐振,引起了通常的色散光纤中折射率随频率的快速变化,必然导致群折射率增加,因此降低了信号脉冲的群速度,这就产生了SBS慢光。这种方法的优点是:

- (1) 只要简单的改变泵浦波长,受激散射能够在任意波长发生;
- (2) 因为光纤的长的相互作用区域和小的模面积,所以需要小的泵浦功率;
- (3) 可以与现有的通讯系统兼容;
- (4) 可以在室温下操作。

尽管用SBS实现慢光有这么多的优点,但是也有以下几方面的缺点:

(1) 在标准的单模光纤中,对于波长是1550nm的激光,固有的SBS带宽仅有几十MHz,这种窄的增益带宽使得布里渊谐振附近仅仅一小部分信号脉冲谱得到放大,所以SBS慢光具有窄线宽的特点;

(2) 在SBS慢光产生过程中伴随着脉冲的放大过程,由于存在泵浦抽空效应,所以最大延迟时间是受限的;

(3) 因为延迟机制是一种色散过程,所以在整个过程中脉冲的时间线型要经历一种畸变,并伴随着脉冲的展宽。

然而,在实际应用中,取得没有畸变的、带宽为几十GHz的亚纳秒持续时间的信号脉冲以可调谐和可控的方式延迟一到几倍的脉冲持续时间是至关重要的,这相当于数据流的速率是几十Gb/s,与现有通讯系统数据流速相当。所以目前SBS慢光的研究主要集中在以下几个方面:

- (1) 拓展SBS增益带宽,以支持高数据传输速率到几十Gb/s甚至到更高;
- (2) 提高分数延迟时间以增加存储能力;
- (3) 使延迟脉冲畸变最小化以提高信号脉冲的保真度。

下面综述近年来SBS慢光延迟线在以上几个方面的研究进展情况。

1.3.1 在增加延迟时间方面的研究进展

慢光延迟线的延时时间通常是根据一个单高斯脉冲的峰值位置的变化定义的。而人们真正感兴趣的是超出一个脉冲宽度的延时方法，即相对脉冲延时，定义为脉冲延时对脉宽的归一化。自从 K. Y. Song 等人^[21]首次在文献中报道了在室温单模光纤中用受激布里渊散射中的布里渊增益区域实现了光延时后，紧接着 Y. Okawachi 等人^[22]就在文献报道中明确地提出了可控全光延迟线的概念，实验中的可控全光延迟线是利用发生在布里渊增益特征区域折射率的快速变化而实现的，通过控制泵浦激光的波长实现了延迟线的波长调谐，通过控制泵浦光的强度实现了延时量从 25ns 到 63ns 的连续调制，具有高斯形状的光脉冲具有中等脉冲畸变，这种技术可以被应用到短于 15ns 的激光脉冲。Z. M. Zhu 等人^[23]数值研究了在室温单模光纤中由受激布里渊散射引起的全光慢光延迟线。在小信号区域和增益饱和区域，研究了 Stokes 脉冲的延时和展宽问题。研究表明，光脉冲的延时被布里渊放大器的增益饱和所限制。在小信号区域，脉冲的延时时间和展宽宽度随增益的增加而增加，在增益饱和区域，脉冲的延时时间和展宽宽度随增益的增加而减小。在增益饱和区域，如果脉冲在中等畸变的情况下，可以取得大于一个脉冲宽度的延时，如果在大的畸变的情况下，可以取得远大于一个脉冲宽度的延时。

从以上的工作中我们知道，利用受激布里渊散射在室温单模光纤的通讯波段实现慢光延迟线受可允许的脉冲畸变的限制，而基于多增益线的慢光系统可以有效地延长延迟时间^[23-26]。使用 Brillouin 增益双线能有效地减少畸变对延迟线的限制，并且使用同样的实验装置也取得了三条等空间分布的布里渊增益谐振线，更进一步增加了受畸变限制的脉冲延迟线。尽管上述脉冲延迟线延迟时间的定义简单方便，但是没有考虑延迟脉冲的数据保真度和时间脉冲线型。在实际应用中，常常使用把脉冲畸变定量化的标准，即最大可取得到的分数延迟 (the maximum achievable fractional delay) $\overline{\Delta T}_{\max}$ ($\overline{\Delta T}_{\max} = \Delta T_{\max} 2\pi\Delta\nu$ ，其中 ΔT_{\max} 是最大可取得的绝对延迟， $\Delta\nu$ 是信号光的线宽)，这也是慢光装置的最基本的性能指标，受限制于脉冲畸变，尤其是当信号光的线宽与特征增益谱的谱宽可以相比拟时。Zhimin Shi 等人^[27]应用上述标准，使用如图 1 所示的实验装置，在具有高数据保真度的情况下，最佳设计的三增益线介质中取得比单增益线介质高两倍的分数延迟，高三倍的增益带宽。

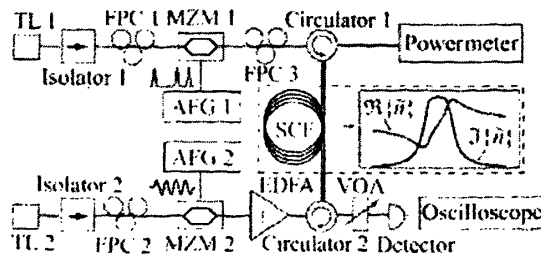


图 1-12 基于 SBS 可调谐延迟线的实验装置图

在固有的布里渊放大过程中，最大的脉冲延迟时间是受泵浦抽空效应限制的，所以人们研究了延迟脉冲与放大过程失耦合的 SBS 慢光系统^[28-30]。T.Schneider 等人认为影响 SBS 慢光延迟线的是脉冲放大过程中的泵浦抽空效应，而泵浦抽空依靠布里渊增益中心线的绝对高度，因此，脉冲延迟是布里渊增益在频域形状的函数，如果形状保持相同，仅高度被减小，延迟信号的振幅将减小，但是延迟时间不变，因为这时泵浦抽空被减小，获得长延迟时间成为可能。实验中的增益线型如图 1-13 所示。应用这个原理，在一个光纤循环中，取得延迟近 100ns。但是这种技术需要很高的泵浦功率。

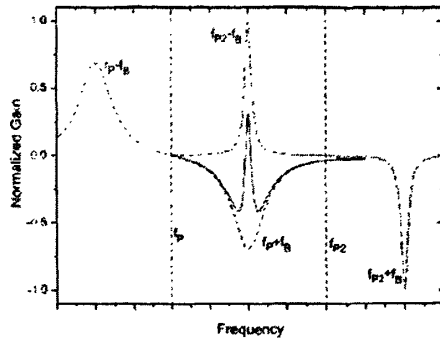


图 1-13 两个激光器产生的布里渊增益和损耗谱

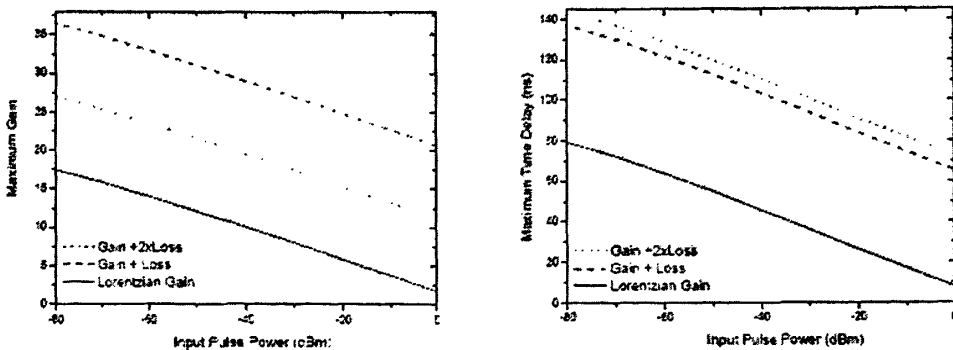


图 1-14 最大增益和最大延迟随入射功率的变化

基于合理的设计增益和损耗谱重叠的慢光系统，可以有效延长延迟时间^[31-32]。T. Schneider 等人将损耗加在 SBS 增益线的两翼，增加了延迟时间。结果如图 1-14 所示。在较低功率时，延迟时间比零增益时延迟时间增加 50%，用这种方法，30ns 宽的时间脉冲可以取得延迟时间 120ns。这是到目前为止，在一个光纤环中取得的最高的延迟时间。除了增加了延迟时间外，这种方法对高字节速率信号具有潜在降低脉冲畸变的作用。T. Sakamoto 等人^[33]用光学频率梳产生技术，得到了由 20 个分离线谱产生的宽带平顶布里渊增益谱，增益谱的带宽是 200MHz，对于 5.44ns 持续时间的脉冲展宽因子小于 1.19 的条件下，实现了最大相对脉冲延迟 2.46。也有文献^[34-35]报道了长的时

间延迟可以通过级联几条延迟线得到，但是增加了系统的复杂性。M. Lee 等人^[36]把 FP 滤波器结合在 SBS 慢光系统中，有效地提高了分数延迟。

1.3.2 在拓展 SBS 增益带宽方面的研究进展

到目前为止，各种全光延迟线技术的最主要的限制是它的带宽。对于 SBS 慢光延迟线技术，在传统的单模光纤中，在通讯波段自然布里渊带宽被限制在大约 30MHz 左右，被延迟系统的数据传输速率大约是 15Mb/s，与现有通讯系统几十 Gb/s 的数据传输速率相差甚远，人们在提高 SBS 慢光延迟线的带宽方面做了大量的工作。研究表明，应用谱工程可以克服固有的布里渊增益带宽的限制，增加延迟线的带宽。在有效的拓展 SBS 增益谱的带宽方面所作的主要工作有以下几方面：

(1) 直接调制泵浦激光的频率，从而对布里渊增益谱进行设计与裁剪^[37-40]。A. Zadok 等人用直接调制的泵浦激光展宽了 SBS 的固有线宽。设计了调制波形，获得了具有陡的前后沿的谱，导致了相位梯度的增强。比较了通过裁剪调制泵浦光和随机调制泵浦光两种情况下得到 SBS 慢光延迟线，裁剪调制波形可以延长延迟线 30-40%，使用这种技术，5Gb/s 的 PRBS (pseudo random bit sequences) 被成功延迟到 120ps。通过调制泵浦激光产生布里渊多增益线^[23-25, 27,41]，并且通过控制调制信号振幅和频率的变化可以控制多增益线的强度和频率分离，这样可以合理的设计增益谱的形状，可以设计成双增益峰组合、三增益峰组合等，有效的展宽了延迟线的带宽。Z. W. Lu 等人通过对泵浦波的相位进行调制，产生了具有多增益线的谱，重叠多增益线获得了平顶增益谱，增加了延迟线的带宽到 330MHz。通过改变谱线的数量和相邻谱线间的频率分离实现了带宽的可调谐。

(2) 调制泵浦激光的宽带得到宽带泵浦光，实现慢光延迟线的带宽展宽^[42-46]。M. G. Herraez 等人研究认为，SBS 通常是用相向传播的强的泵浦波和弱的探测波的相互作用来描述，当两波的频率满足相位匹配条件 $\nu_{pump} = \nu_{probe} + G_B$ (G_B 是布里渊频移) 时，就产生了声波，声波把泵浦波的光子散射到探测波，所以 SBS 可以被看成是一种窄带放大过程，是强的泵浦波在谱区 $\nu_{pump} - G_B$ 附近产生的增益。根据 Kramers-Kronig 关系，与布里渊增益过程有关的折射率发生了变化，群折射率是折射率跃变的结果。用 1.55um 相干光泵浦传统的单模光纤，增益窗具有洛仑兹线型，特征谱宽是 35MHz，然而当泵浦波被调制时，增益带宽是泵浦谱和布里渊增益曲线的卷积。如果泵浦谱能够近似表示为洛仑兹线型的情况下，实际的增益线型保持为洛仑兹线型，带宽就会等于泵浦谱的宽度与特征布里渊增益谱宽的和，延迟线的带宽被有效展宽到 325MHz 带宽。Z. M. Zhu 等人也用了上述原理，获得了 12.6GHz 的延迟线带宽。Z. M. Zhu 等人还指出用宽带泵浦光增加了 SBS 慢光延迟线的带宽，但当泵光的线宽增加到几倍的布里渊频移时，反斯托克斯吸收谐振取代了斯托克斯放大谐振，因此取消了 SBS 慢光效应。用宽带泵浦光实现宽带慢光延迟线必须使用高的泵浦光强或者在具有高增益的光纤中才能实现。

(3) 使用宽带双泵浦激光实现慢光延迟线的带宽展宽^[47-48]。在 SBS 慢光系统中，在单一泵浦光的情况下，不管用什么样的方法，慢光信号的最大可调谐带宽是两倍的布里渊频移的数量级。一般情况下，自然的布里渊频移是 9.6GHz，那么基于 SBS 慢光系统的数据传输速率大约是 10Gb/s，

而现有的光纤通讯系统普遍使用的数据传输速率是 40Gb/s 甚至更大, 所以需要找到更好的方法突破这种限制。T. Schneider 等人研究表明, 一个泵浦光产生的反斯托克斯损耗谱可以通过与另一个泵浦光的增益谱的重叠被补偿, 可以克服两倍自然布里渊频移的限制。K. Y. Song 等人使用双布里渊泵浦光实现了布里渊慢光的带宽增加到 25GHz, 实验装置如图 1-15 所示。37ps 脉冲延迟 10.9ps 的结果。产生于一束宽带泵浦光的损耗谱被产生于另一束宽带泵浦光的增益谱所补偿。在 SBS 慢光形成过程中, 如果一束泵浦光增益和损耗谱的峰值被分离 2 倍的布里渊频移, 对于用类噪声调制产生的具有高斯型分布的增益和损耗谱, 在泵浦光的谱宽增加到一个布里渊频移时, 增益和损耗谱开始发生重叠, 结果导致了增益谱的畸变, 形成了一个非对称的增益谱, 这不仅降低了延迟脉冲的谱宽, 而且增加了延迟脉冲的畸变。如果用相同的调制方法得到的具有相同的功率的两束宽带光作为泵浦光, 当一束泵浦光增益和损耗谱的峰值分离为两倍的布里渊频移时, 一束泵浦光的损耗谱完全被另一束泵浦光的增益谱完全补偿, 如图 1-16 所示。增益带宽增加到两倍的布里渊频移。

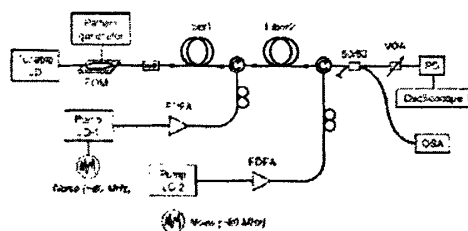


图 1-15 具有双布里渊泵浦光的 SBS 慢光实验系统

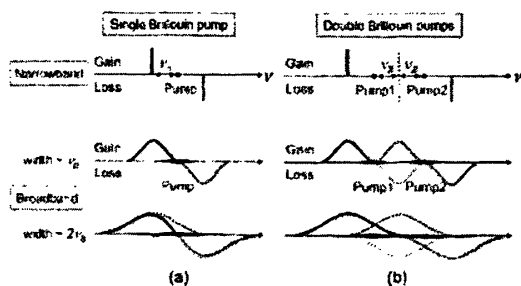


图 1-16 增益和损耗谱的比较图

1.3.3 延迟脉冲在时间线型的控制和抑制畸变方面的研究进展

最初得到的 SBS 慢光是由布里渊谐振频率附近一小部分脉冲谱的放大引起的, 是一种窄带增益, 所以 SBS 增益的滤波效应和伴随着慢光过程的色散必然导致延迟脉冲的时间线型（脉宽）的展宽。在实际应用中, 数据流是用等宽的脉冲“0”和“1”来代替, 所以脉冲的最大的展宽不得不小于原始脉冲宽度的两倍, 否则“0”将被判定为“1”, 这种脉冲展宽限制了最大的时间延迟。换句话说,

一般的 SBS 慢光延迟线，脉冲延迟时间和脉冲畸变是对立的。大的脉冲延迟是以大的脉冲畸变为代价的。减小延迟脉冲的畸变可以通过裁剪由泵浦光产生的增益线型来获得^[23-24,27,49]，如布里渊增益双线、增益三线都能在减小畸变，增加延迟方面有重要作用。如果延迟脉冲是通过布里渊放大谐振取得的，延迟是与指数增益成正比，这样数据脉冲经过慢光延迟通道后，数据脉冲的强度将有大的变化，数据流中脉冲功率大的变化将引起系统性能的下降，所以 Z. Zhu 等人^[25]提出了一种使用两束具有较大分离的反斯托克斯吸收谐振线，取得了零增益的慢光，慢光带宽为 150MHz，对于脉宽 9ns 的脉冲相对延迟 0.3ns。R. Pant 等人^[50]研究了依靠增益的、可调谐的宽带 SBS 慢光延迟线装置的光学增益线型的设计方法。光学增益线型受畸变、泵浦功率、总泵浦功率和最大增益的限制。研究中选择了高斯噪声展宽泵浦源、仅有光学增益和光学增益加吸收三种系统作为研究对象，研究表明光学增益加吸收系统的延迟性能比高斯噪声展宽泵浦系统提高了 2.1 倍，比仅有光学增益系统提高了 1.3 倍。S. Wang 等人^[51]提出了一种裁剪 SBS 慢光增益谱的新方法。研究中使用的是两束具有不同功率和谱宽的高斯型宽带泵浦光，两束泵浦光的中心频率间隔被设置为两倍固有的布里渊频移，保证一束泵浦光的增益谱与另一束泵浦光的损耗谱有相同的中心频率，增益线型保证了信号脉冲的零展宽，如图 1-17 所示。该研究给我们提供了人工设计和最佳化增益谱线型的新方法。然而，因为是宽带增益，所以减少了可取得的延迟时间，而且最后的增益线的形成也利用了损耗谱，所以导致延迟时间的进一步减少。但是，因为该研究中没有积累的脉冲展宽，所以长延迟时间的延迟线可用级联几个这样的延迟线取得，但相应地增加了系统的复杂性。T. Schneider 等人^[52]研究了一种脉冲零展宽延迟线，窄带布里渊增益被伴随在脉冲延迟线过程中群速度色散所补偿。L. Yi 等人^[53]根据误码率和灵敏度这两个指标研究了以 10Gb/s 传输的慢光系统性能，使人们的研究向着实用化方向迈进了一步。

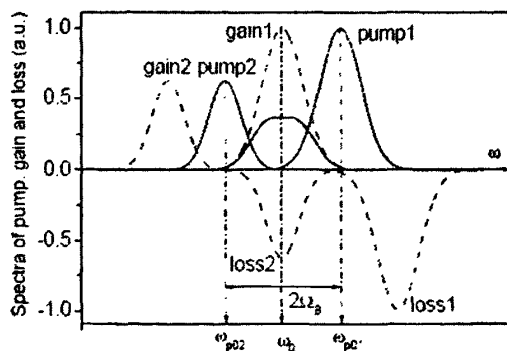


图 1-17 双宽带泵浦光的谱图

1.3.4 其他 SBS 慢光延迟线的研究及研究展望

人们除了大量地研究光纤中的慢光现象以外，还在线性偏振的双包层掺铒光纤放大器、非均匀分布光纤和纳米结构光子晶体光纤中观察到了受激布里渊散射慢光现象^[54-56]，进一步扩大了受激布里渊散射的应用范围。

SBS 慢光延迟线的研究目标是:得到无畸变的延迟时间可控的亚纳秒级脉冲延迟几倍的脉冲持续时间,以满足缓存和数据处理的需要;数据传输速率为几十 Gb/s 甚至更高,与现有的通讯系统兼容。近来人们的研究已经不仅仅局限在 SBS 慢光延迟线的最基本理论和实验的研究,而是向着应用研究迈进^[53,57],我们相信不久的将来, SBS 慢光延迟线一定能够在光通讯领域得到应用。

1.4 本论文的研究内容

前面综述中提到,美国杜克大学的 Daniel Gauthier 领导的小组成员 Zhu Zhaoming 等在 2007 年研究发现了一种可实现存储时间持续可调的全光存储器,这一研究成果使 SBS 慢光延迟线在光通讯领域得到应用成为现实。本论文的主要内容是以上述文献中的理论为基础,利用理论分析辅之数值计算的方法,研究如何利用受激布里渊散射(SBS)在光纤中实现光存储。

通过查阅大量文献资料发现,利用 SBS 实现光存储的研究在国内未见报道,因此我们对该课题的研究目的主要是为目前 SBS 光存储技术研究中存在的问题提供部分理论分析;二是为光存储技术在光通讯、光计算机和快速光信息处理等领域的应用提供有价值的实用信息;三是研究探索 SBS 光存储的部分物理规律。

本文的主要内容:

本章主要介绍了光纤中实现光存储研究的应用背景,综述了受激布里渊散射慢光延迟线和在光纤中实现可控慢光的研究进展,介绍了有关技术方案,阐述了其各自机理和优缺点。

第二章主要介绍受激布里渊散射的一般描述及受激布里渊散射过程的数学描述。

第三章主要描述用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的物理模型,并建立了利用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的数学模型。

第四章是本论文的重点章节,主要描述课题的研究成果,即采用有限差分法(Finite Difference Methods)求解了慢变包络近似条件下的三波耦合波方程组,借助 Matlab 数值计算软件进行编程计算得出数据,通过对数值结果的后处理和分析,得到初步研究结论:一是该光存储的方法并非普适,仅适合于数据脉冲是短脉冲、并且读写脉冲的脉宽要小于数据脉冲的脉宽的情况,而不适用于数据脉冲是长脉冲的情况;二是读出效率和存储时间只与声子寿命有关,与布里渊增益、读、写和数据脉冲的强度无关,获得大的存储时间和读出效率必须有大的声子寿命;三是研究了控制脉冲的强度随布里渊增益的变化关系,得到高的布里渊增益可以有效地降低控制脉冲强度的结论。

第五章阐述本文主要结论,提出后续研究方向建议。

第二章 受激布里渊散射的基本理论

2.1 引言

本章主要讲受激布里渊散射的基本理论。众所周知，物体内部存在着微弱的频率约为千 MHz 的声波，由于声波是纵波，在物体内部传播的时候就会引起物体密度的起伏。运动着的密度涨落使得物体成为密度不均匀的物质，光在密度不均匀的介质中传播会发生散射。而且由于这种密度涨落是运动着的，根据多普勒效应，散射光将发生多普勒频移。法国物理学家布里渊 (Brillouin, Marcel Louis 1854~1948) 在激光问世以前，没有实验条件情况下根据以上分析在 1922 年理论上预言了这种散射，所以后来为了纪念他，将这种散射命名为布里渊散射。1950 年 R.S. Krishnan 对块石英的布里渊增益进行了测量。直到激光器发明以后，1964 年人们才首次观察到受激布里渊散射 (SBS)。

2.2 受激布里渊散射的一般描述

受激布里渊散射效应是入射光波场与介质内的弹性声波场相互作用产生的一种受激光散射现象。光在自发布里渊过程中，介质内的弹性声波场是由热激发产生的，而受激布里渊散射过程中的弹性声波场是在激光的作用下，介质通过电致伸缩效应而产生的，这是一种相干的声波场，它与激光耦合而产生受激布里渊散射的相干辐射。如果入射激光足够强，以致于介质内由电致伸缩效应产生的声波场和相应的散射光波场的增益大于它们各自的损耗，则将出现介质内感应声波场与布里渊散射光波场的受激放大或振荡。

根据场的量子理论，可以将受激布里渊散射过程看作是光子场与声子场之间的相干散射过程。在作用过程中满足能量守恒和动量守恒。散射过程分为两种：斯托克斯散射和反斯托克斯散射。

斯托克斯散射过程可以看成湮灭一个入射光子，同时产生一个散射光子和感应声子，其能量和动量关系为：

$$\nu_L = \nu_S + \nu_a \quad (2-1)$$

$$\vec{k}_L = \vec{k}_S + \vec{k}_a \quad (2-2)$$

式中， ν_L ， ν_S 和 ν_a 分别表示入射光子、散射光子和感应产生的声子的频率； \vec{k}_L ， \vec{k}_S 和 \vec{k}_a 分别表

示三种波量子的波矢。由上述能量关系式可以看出，散射光子的频率小于入射光子的频率，这种散射光子的频率小于入射光子的频率的情况称为斯托克斯散射。

在受激布里渊散射中，由于声子频率比光子频率小得多，即 $\nu_a \ll \nu_L, \nu_S$ ，故可认为 $\nu_L \approx \nu_S$ 或 $k_L \approx k_S$ ，则可近似算得：

$$\frac{1}{2}k_a = k_L \sin \frac{\theta}{2} \quad (2-3)$$

这里 $k_L = \frac{2\pi\nu_L n_L}{c}$ ， $k_a = \frac{2\pi\nu_a}{V}$ ， V 为声速，散射光的频移量为：

$$\Delta\nu = \nu_S - \nu_L = -|\nu_a| = -2\nu_L \frac{n_L V}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2-4)$$

由上式可以看出，光散射角 $\theta = \pi$ 时，频移量最大，为：

$$(\Delta\nu)_{\max} = \nu_L \frac{2n_L V}{c} \quad (2-5)$$

这对应于后向受激布里渊散射，此时声波场与入射波场同向，与散射波场反向。

受激布里渊散射的另一种可能的过程—反斯托克斯过程：湮灭一个入射光子和一个声子，同时产生一个散射光子。这时的能量守恒和动量守恒关系为：

$$\nu_L + \nu_a = \nu_{AS} \quad (2-6)$$

$$\vec{k}_L + \vec{k}_a = \vec{k}_{AS} \quad (2-7)$$

此时散射光子频率大于入射光子频率，这称为反斯托克斯散射。反斯托克斯散射光的频移为：

$$\Delta\nu = \nu_{AS} - \nu_L = \nu_a = 2\nu_L \frac{n_L V}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2-8)$$

这与斯托克斯散射光的频移量相同，当 $\theta = \pi$ 时，频移量最大。

2.3 受激布里渊散射过程的数学描述

对受激布里渊散射 SBS 变化规律的完整描述，是一个含时的、三维非线性偏微分方程组，主要有三个：

连续性方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2-9)$$

纳维-斯托克斯方程 (N-S 方程):

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{V^2}{\gamma^e} \nabla \rho + \frac{V^2 \beta_T \rho_0}{\gamma^e} \nabla T - \eta \nabla^2 \vec{v} = \gamma \nabla E^2 - E^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_P \nabla T \quad (2-10)$$

能量输运方程:

$$\rho_0 C_V \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda_T \nabla^2 T - \frac{C_V (\gamma^e - 1)}{\beta_T} \frac{\partial \rho}{\partial t} = n C \alpha E^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_P T_0 E \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2-11)$$

中介质的密度为: $\rho = \rho_0 + \Delta \rho$, 其中 $\Delta \rho \ll \rho_0$, 为密度的变化量; 温度为: $T = T_0 + \Delta T$, 其中 $\Delta T \ll T_0$, 为温度的变化量; \vec{v} 为介质中的声速, 其大小用 V 表示。 $\gamma^e = C_p / C_V$ 为定压比热与定容比热之比; λ_T 及 β_T 为热导系数及热膨胀系数; 电致伸缩系数为:

$$\gamma = \rho_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \quad (2-12)$$

α 为吸收率, 常数 η 代表了声波的衰减特性。在液体中, $\eta = (3/4)\eta_s + \eta_B$, 其中 η_s 为剪切粘滞系数, η_B 为体粘滞系数。

在纳维-斯托克斯方程中, 右边第一项代表了由点致伸缩造成的压力, 第二项由温度变化造成的压力。他们分别对应于受激布里渊散射和受激热布里渊散射。

根据流体力学中的纳维-斯托克斯方程, 当介质中存在声波场时, 设声波在介质中传播时介质质点的运动速度为 \vec{v} , 声波场压强为 P , 介质密度为 ρ , 声波方程可简化为:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_v - \nabla P \quad (2-13)$$

其中 $\vec{F}_v = \Gamma \rho_0 \vec{v}$, 为单位体积元运动的阻尼力, Γ 为阻尼因子, 等号右边第二项为由升压梯度造成的、作用于介质单位体积元上的作用力。

当强光入射到介质中时, 介质内部将产生电致伸缩力, 这是介质中的偶极子在外电场的作用下产生强迫振动所引起的。电致伸缩力的方向与外电场的方向一致, 大小为:

$$f = -\frac{1}{2} \gamma \nabla (E^2) \quad (2-14)$$

这样得到了在强光场作用下的介质运动方程:

$$\nabla P + \Gamma \rho_0 \bar{V} + \rho_0 \frac{d\bar{V}}{dt} = \frac{\gamma}{2} \nabla(E^2) \quad (2-15)$$

根据流体内介质运动的连续性方程:

$$\nabla \cdot \bar{V} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2-16)$$

对 (2-15) 式两边求散度后, 用 (2-16) 代入消去 \bar{V} , 得到:

$$\nabla^2 P - \Gamma \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\gamma}{2} \nabla^2(E^2) \quad (2-17)$$

利用介质绝热弹性模量的表达式:

$$\beta = \rho_0 \frac{\partial P}{\partial \rho} \quad (2-18)$$

可得:

$$\nabla^2 P = \frac{\beta}{\rho_0} \nabla^2 \rho \quad (2-19)$$

再利用声学理论知:

$$\frac{\beta}{\rho_0} = V^2, \quad \Gamma = \alpha_a V \quad (2-20)$$

把以上关系式代入到 (2-17) 式可得到介质内弹性声波的介质密度方程为:

$$\nabla^2 \rho - \frac{1}{V} \alpha_a \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\gamma}{2} \nabla^2(E^2) \quad (2-21)$$

其中 ρ 为介质密度; E 为入射电场; V 为声波在介质内的传播速度; α_a 为声波在介质内的衰减系数; γ 为介质的电致伸缩系数或弹性光学系数; ϵ 为介质的介电常数。

方程 (2-21) 是强光下介质的声波方程——纳维-斯托克斯方程。下面再来推导强光下介质中的电磁场波动方程。在入射光波电场的作用下产生的电致伸缩效应, 使介质的介电常数发生变化, 这就形成了介质的弹性光学效应, 此时介电常数可表示为:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon \quad (2-22)$$

式中 ϵ_0 为不存在光波电场时介质的介电常数, 由 (2-10) 式可得:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\gamma}{\rho_0} \Delta\rho \quad (2-23)$$

介质内电磁场的波动方程为：

$$\nabla^2 \bar{E} - \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon \bar{E}) = 0 \quad (2-24)$$

将 (2-22) 和 (2-23) 式代入上式得：

$$\nabla^2 \bar{E} - \left(\frac{n}{c}\right)^2 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\gamma}{\rho_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho \bar{E}) \quad (2-25)$$

这就是介质内存在弹性光学效应时电场所满足的方程。

(2-21) 和 (2-25) 式就是光场与声波场间相互作用的耦合波方程。这是有关受激布里渊散射理论的基本方程。

下面求解耦合波方程组。假设入射光波和散射光波为同一方向的线偏振光，并且入射光波沿 Z 轴方向传输，散射光波是后向散射的情况，即沿 $-Z$ 方向传输，考虑到声波波矢与光波波式的匹配关系，声波沿 Z 方向传输，在此情况下：

$$\bar{E}_L(z) = \bar{e} \frac{1}{2} \{E_L(z) \exp[i(-\omega_L t + k_L z)] + c.c\} \quad (2-26)$$

$$\bar{E}_S(z) = \bar{e} \frac{1}{2} \{E_S(z) \exp[i(-\omega_S t + k_S z)] + c.c\} \quad (2-27)$$

$$\rho(z) = \rho_a(z) \exp[i(-\omega_a t + k_a z)] + c.c \quad (2-28)$$

将上述表达式代入耦合波方程 (2-21) 和 (2-25) 中，在缓慢情况下可忽略二阶导数项，消去介质中声波场的方程，最后得到入射光波和散射光波满足的方程：

$$\frac{\partial E_L(z)}{\partial z} = -\frac{\omega_L^2 \gamma^2 k_a \mu}{16 \beta k_L} \frac{1}{i \Delta k + \frac{\alpha_a}{2}} E_L(z) |E_S(z)|^2 \quad (2-29)$$

$$\frac{\partial E_S(z)}{\partial z} = \frac{\omega_S^2 \gamma^2 k_a \mu}{16 \beta k_S} \frac{1}{-i \Delta k + \frac{\alpha_a}{2}} E_S(z) |E_P(z)|^2 \quad (2-30)$$

根据光强与振幅的关系：

$$I_L = \frac{1}{2} c n_L \varepsilon_0 |E_L(z)|^2 \quad (2-31)$$

$$I_s = \frac{1}{2} c n_s \varepsilon_0 |E_s(z)|^2 \quad (2-32)$$

可求得光强的空间变化方程:

$$\frac{\partial I_L(z)}{\partial z} = -g_L I_L(z) I_S(z) \quad (2-33)$$

$$\frac{\partial I_S(z)}{\partial z} = g_S I_L(z) I_S(z) \quad (2-34)$$

式中 g_L 和 g_S 分别为:

$$g_L = \frac{\omega_L^2}{8n_L c^3 \varepsilon_0^2} \frac{\gamma^2 k_a}{\beta k_L} \frac{\alpha_a}{\frac{\alpha_a^2}{4} + (\Delta k)^2} \quad (2-35)$$

$$g_S = \frac{\omega_S^2}{8n_S c^3 \varepsilon_0^2} \frac{\gamma^2 k_a}{\beta k_S} \frac{\alpha_a}{\frac{\alpha_a^2}{4} + (\Delta k)^2} \quad (2-36)$$

$$\Delta k = k_L + k_S - k_a \quad (2-37)$$

当相位匹配因子 $\Delta k = 0$ 时, g_L 和 g_S 最大。

由相位匹配条件可以求得后向受激布里渊散射光的频移量:

$$|\omega_L - \omega_S| = \omega_a = \frac{2\omega_L n_L V}{c} \quad (2-38)$$

此时增益因子 g 为:

$$g_L = \frac{\omega_L}{2n_L^2 c^2 \varepsilon_0^2} \frac{\gamma^2 \omega_a}{\beta V \alpha_a} = \frac{\omega_L}{2n_L^2 c^2 \varepsilon_0^2} \frac{\gamma^2 \omega_a}{\rho_0 V^3 \alpha_a} \quad (2-39)$$

$$g_S = \frac{\omega_S}{2n_S^2 c^2 \varepsilon_0^2} \frac{\gamma^2 \omega_a}{\beta V \alpha_a} = \frac{\omega_S}{2n_S^2 c^2 \varepsilon_0^2} \frac{\gamma^2 \omega_a}{\rho_0 V^3 \alpha_a} \quad (2-40)$$

由式 (2-33) 和 (2-34) 可知, 泵浦光沿 Z 方向前进, 逐渐减弱, 而反向 Stokes 光则沿 $-Z$ 方向传播而逐渐增强, 并且增强作用正比于泵浦光。假设泵浦光强在介质内的减弱可以忽略, 即 $I_L(z) \approx I_L(0)$, 并假设 Stokes 光在介质单位长度上的衰减系数为 α_S , 则反向散射光强沿传播方向的变化可表达为:

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = g_s I_L(0) I_s(z) - \alpha_s I_s(z) \quad (2-41)$$

其光强为:

$$I_s(z) = I_0(z) \exp[g_s I_L(0) - \alpha_s]z \quad (2-42)$$

散射光的增益大于损耗时, 由散射光输出, 因此产生受激布里渊后向散射光的条件是:

$$I_L(0) \geq \frac{\alpha_s}{g_s} \quad (2-43)$$

它是产生受激布里渊散射的泵浦光的阈值。

如果考虑到非相位匹配的情况, 由 (3-35) 和 (3-36) 式可以得到增益线型:

$$g_L = \frac{\omega_L}{2n_L^2 c^2 \epsilon_0^2} \frac{\gamma^2}{\beta} \cdot k_B V \alpha_a \cdot \frac{1}{(\alpha_a V) + 4(\omega_L - \bar{\omega}_L)^2} \quad (2-44)$$

$$g_S = \frac{\omega_S}{2n_S^2 c^2 \epsilon_0^2} \frac{\gamma^2}{\beta} \cdot k_B V \alpha_a \cdot \frac{1}{(\alpha_a V) + 4(\omega_S - \bar{\omega}_S)^2} \quad (2-45)$$

由此可得增益的半宽度为 $\Delta\omega \approx \alpha_a V \sim \frac{1}{\tau_B}$, 这里 τ_B 为声子在介质内的平均寿命。

在上述的讨论中, 我们忽略了泵浦激光在介质内的衰减。如果考虑泵浦光的衰减, 则相应地出现反向 Stokes 散射光强增益逐渐减小的情况, 即产生增益饱和现象。

2.4 本章小结

本章对受激布里渊散射效应进行了详细的理论分析。从量子理论出发, 对 SBS 过程进行了简洁的描述, 并由电磁场的 Maxwell 方程和物质的能量传输方程推导出 SBS 的耦合波方程。

第三章 用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的理论模型

3.1 引言

在物质共振频率附近折射率剧烈变化的区域，群速度会发生剧烈变化。当 $dn(\omega)/d\omega > 0$ （正常色散）时，产生慢光现象，群速度变慢；当 $dn(\omega)/d\omega < 0$ （反常色散）时，产生快光现象，群速度变快。对于一般的原子气体而言，群折射率的变化最大可达 5×10^4 ，这对于群速度的影响非常明显。这表明频率处于这种原子气体共振频率附近的光在这种原子气体中的速度将降低近5个数量级。但与此同时线性吸收系数 α 也达到了 10^4 cm^{-1} 量级。折射率变化最剧烈的地方，正好是介质吸收最强烈的地方。

折射率变化越大吸收系数 α 就越大。为了解决这个矛盾，电磁诱导透明技术应运而生。该技术是指用一束控制光束频率要精确选择与介质相互作用，从而使得介质对另一束不同频率的光透明无吸收。其微观机理是利用强光场来驱动三能级系统原子的两个上能级，引起量子干涉效应，从而使介质对另一频率的光透明。还有一种产生慢光的方法是由相干布居数振荡（CPO）产生的光谱烧孔技术。光谱烧孔方法是1967年Schwartz和Tan通过求解密度矩阵运动方程在理论上首先预测的，其原理是饱和吸收体基态粒子数受抽运光的周期性调制，以抽运光和探测光的拍频振荡，当拍频近似或小于弛豫时间的倒数时，基态粒子数以抽运光和探测光的拍频振荡就会在介质的吸收谱中产生一个窄的烧孔，其线宽近似等于弛豫时间的倒数。

由此可见，EIT 和 CPO 产生慢光的方法对实验条件要求都较高，且只能在一些特殊气体或晶体中针对某些特定波长的光才能实现光速减慢，所以难以实用。为了进一步实用化，人们发现了利用受激布里渊散射的方法在光纤中实现了可控的光速，由于该技术方案操作简单、易实现，现描述一下用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的物理模型，同时运用有限差分法对差分格式耦合波方程组进行离散化处理，得到了数值计算模型，为本文的重点研究工作做好充足的准备。

3.2 用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的物理模型

在这种光存储技术中，信息字节用光脉冲代替，叫作数据脉冲，在数据脉冲通过光纤的同时，写脉冲在与数据脉冲相反方向通过光纤，在非线性光纤（这也是存储光的介质）中相遇，通过受激布里渊散射（SBS）过程，数据脉冲的能量基本上全部被抽空，同时，在光纤中产生相干声激发（声波），声波中包含了数据脉冲的信息内容。仅有一部分数据脉冲的能量被转换成了声波，其余部分的能量被转移给了写脉冲，随后，一个读脉冲在与写脉冲相同的方向上通过光纤，它抽空了声波，数据脉冲被从光纤中释放与恢复，沿着与原来数据脉冲相同的方向传播。在这个过程中能

量从读脉冲释放给数据脉冲。存储过程的示意图如图 3-1 所示^[16]。读写脉冲来源于同一个激光器，可控存储时间是通过控制读脉冲与写脉冲的时间间隔实现的。

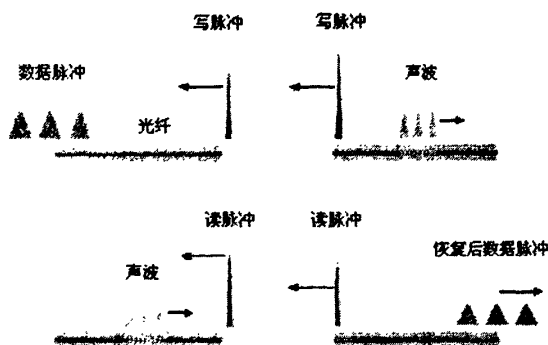


图 3-1 SBS 光存储过程示意图

由于实验条件的限制，我们对该课题的研究仅限于理论分析和数值计算，计算用的物理模型如图 3-2。在计算中，数据脉冲从左边进入非线性光纤，读和写脉冲从右边进入非线性光纤。

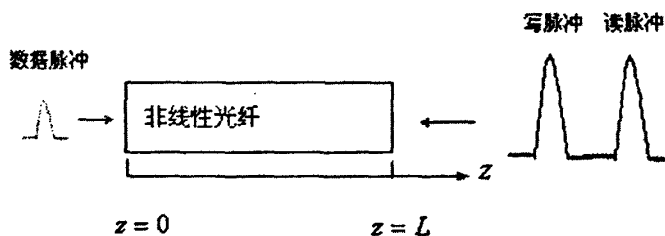


图 3-2 计算用的物理模型

3.3 用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的数学模型

光存储过程中的受激布里渊散射可用一组一维耦合波方程来描述，具体见第二章，在慢变包络近似下得到三个简单耦合波方程，分别为：

$$\frac{\partial A_d}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_d}{\partial t} = -\frac{\eta g_B}{2} A_c Q \quad (3-1)$$

$$-\frac{\partial A_c}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_c}{\partial t} = \frac{\eta g_B}{2} A_d Q^* \quad (3-2)$$

$$2\tau_B \frac{\partial Q}{\partial t} + Q = A_d A_c^* \quad (3-3)$$

A_c 表示读写脉冲的电场包络函数 A_d 表示数据脉冲的电场包络函数；系数

$Q = 2v_a^2 \rho / i\gamma_e \varepsilon_0 \Omega_B \tau_B$; v_a 为声速; γ_e 为光纤的电致伸缩系数; ε_0 为真空中介电常数; Ω_B 为布里

渊频移; τ_B 为声子寿命; 光纤中光脉冲的群速度 $v_g = \frac{c}{n_g} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}}$ (具体见第二章);

$k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 为脉冲宽度 (数据脉冲和读写脉冲的波长); $\eta = c\varepsilon_0 n_f / 2$, n_f 为光纤的膜折射率;

为使数值计算时间经济、结果精确, 离散上述方程时, 时间项采用一阶隐式差分格式离散, 空间项使用后向差分格式, 建立耦合波方程组的差分格式。

即求解方程 (3-3) 得:

$$Q = \Gamma \int A_d A_c \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau \quad (3-4)$$

把 (3-4) 式带入 (3-1) (3-2) 式得:

$$\frac{\partial A_d}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_d}{\partial t} = -\frac{\Gamma \eta g_B}{2} |A_c|^2 \int A_d \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau \quad (3-5)$$

$$-\frac{\partial A_c}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_c}{\partial t} = \frac{\Gamma \eta g_B}{2} |A_d|^2 \int A_c \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau \quad (3-6)$$

结合光存储的物理模型, 运用有限差分法对数学方程 (3-5) (3-6) 两式进行离散化处理。应用 Simpson's 梯形公式对上述两公式的时域积分进行近似, 对两式中慢变电场包络函数的空间和时空间偏导分别用后向差商和隐格式差商来近似。把 $z = 0$ 到 $z = L$ 的空间区域等分成 N 份, 则空间步长为 $\Delta z = \frac{L}{N}$, 并用 j 代表空间点的位置。同样把 $t = 0$ 到 $t = T$ 的时间等分, 时间步长为 $\Delta t = \frac{T}{M}$, 用上标 m 表示时间。 A_{dj}^m 和 A_{cj}^m 表示在 $t = mdt = m\Delta t$, $z = ndz = n\Delta z$ 处数据脉冲和读写脉冲的振幅。由此可以得到:

$$\int A_d A_c \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau = A_{dj}^{m+1} A_{cj}^{m+1} + p_j^m \quad (3-7)$$

$$\frac{\partial A_d}{\partial z} = \frac{A_{dj+1}^{m+1} - A_{dj}^{m+1}}{\Delta z} \quad (3-8)$$

$$\frac{\partial A_d}{\partial t} = \frac{A_{dj}^{m+1} - A_{dj}^m}{\Delta t} \quad (3-9)$$

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} = \frac{A_{cj+1}^{m+1} - A_{cj}^{m+1}}{\Delta z} \quad (3-10)$$

$$\frac{\partial A_c}{\partial t} = \frac{A_{cj}^{m+1} - A_{cj}^m}{\Delta t} \quad (3-11)$$

(3-7) 中的:

$$p_j^m = (p_j^{m-1} + 2A_{dj}^m A_{cj}^m) \exp^{-\Gamma \Delta z} \quad (3-12)$$

$$p_j^0 = A_{dj}^0 A_{cj}^0 \exp^{-\Gamma \Delta z} \quad (3-13)$$

方程 (3-7) - (3-13) 代入方程 (3-5)、(3-6), 经过整理后最后得到:

$$G_{cj} A_{dj}^{m+1} + G_j A_{cj}^{m+1} - \gamma A_{dj}^m = -A_{dj+1}^{m+1} \quad (3-14)$$

$$G_{dj} A_{cj}^{m+1} - G_j A_{dj}^{m+1} - \gamma A_{cj}^m = A_{cj+1}^{m+1} \quad (3-15)$$

其中:

$$\gamma = \frac{\Delta z}{v_g \Delta t}$$

$$G_j = G_j' p_j^m$$

$$G_j' = \frac{\Gamma \eta g_B \Delta t \Delta z}{4}$$

$$G_{cj} = -1 + \gamma + G_j' |A_{cj}^m|^2$$

$$G_{dj} = 1 + \gamma + G_j' |A_{dj}^m|^2$$

$$\Gamma = \frac{1}{2\tau_B}$$

$$v_g = \frac{c}{n_g}$$

把方程 (3-14) 与 (3-15) 结合边界条件进行编程运算, 得到在光纤中利用受激布里渊散射实现光存储过程的一些基本规律。

3.4 初始条件的确定和计算参数的选取

3.4.1 初始条件的确立

利用本章上述部分介绍的数值方法, 整理得到差分方程如下:

$$A_{dj+1}^{m+1} = \frac{n_g \Delta z}{c \Delta t} A_{dj}^m - \frac{c \varepsilon_0 n_j g_B \Delta t \Delta z}{16 \tau_B} p_j^m A_{cj}^{m+1} - \left(-1 + \frac{n_g \Delta z}{c \Delta t} + \frac{c \varepsilon_0 n_g n_j g_B \Delta z}{16 \tau_B} |A_{cj}^m|^2 \right) A_{dj}^{m+1} \quad (3-16)$$

$$A_{cj+1}^{m+1} = -\frac{n_g \Delta z}{c \Delta t} A_{cj}^m - \frac{c \varepsilon_0 n_f g_B \Delta t \Delta z}{16 \tau_B} p_j^m A_{dj}^{m+1} + \left(1 + \frac{n_g \Delta z}{c \Delta t} + \frac{c \varepsilon_0 n_f g_B \Delta t \Delta z}{16 \tau_B} |A_{dj}^m|^2\right) A_{dj}^{m+1} \quad (3-17)$$

初始条件的确立，首先假设两种光纤的长度 $z = 4m$ ，把空间区域等分成 $N = 2000$ 份，则空间步长为 $\Delta z = L/N = 2mm$ ；其次假设脉冲进入光纤的作用时间 $T = 55ns$ ，把时间等分成 $M = 5500$ 份，则时间步长为 $\Delta t = T/M = 0.01ns$ ，

$$\text{则 } p_j^0 = A_d^0 A_c^0 \exp^{-\Gamma \Delta z} \quad (3-18)$$

即可确定。

3.4.2 计算参数

计算中的所有参数来自两种光纤，一种是传统的单模光纤，另一种是硫系化合物玻璃光纤。之所以选择这两种光纤，一方面是因为这两种光纤最容易被大量的科研工作者用做存储介质，另一方面是由于它们在声子寿命和布里渊增益上有较大差别。选择前者的理由是对于传统的声子寿命等于 $3.4ns$ 的单模光纤是非常适应现代高速率通信系统^[16]，而该课题的研究目的主要是为全光通信技术研究提供一些有价值的规律。当然硫系化合物玻璃光纤因具有长的声子寿命和大的布里渊增益，也是材料的理想选择，一方面理由是它可以补偿可能由于增加存储器的宽带而带来的对存储寿命的牺牲及实现数据脉冲的存储时间大范围可调的技术方案；另一方面是它具有的大布里渊增益能够有效的降低读、写脉冲的功率到瓦的量级，这使 SBS 光纤存储器向着实用化迈进一步。

在我们的计算中，单模光纤选择的参数： $n_g = 1.5$ ， $n_f = 1.5$ ， $A_{eff} = 11\mu m^2$ ， $\tau_B = 3.4ns$ ， $g_B = 1.78 \times 10^{-11} m/w$ ；而硫系化合物玻璃光纤选择的参数为：声子寿命是 $\tau_B = 10ns$ ，增益系数是 $g_B = 1.78 \times 10^{-9} m/w$ 。所选短脉冲的读写脉冲为 $1.5ns$ ，数据脉冲为 $2ns$ ，长脉冲的读写短脉为 $7ns$ ，数据脉冲是 $9ns$ 。

在初始条件确立后，结合所选计算参数用有限差分法进行 Matlab 编程计算得出一系列所需数据，用于研究光存储过程中的一些基本规律。

3.5 本章小结

本章描述了用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的物理模型，然后结合光存储的物理模型，运用有限差分法对耦合波方程组进行离散化处理，应用 Simpson's 梯形公式对上述 (3-5) (3-6) 两式的时域积分进行近似，并对两式中慢变电场包络函数的空间和时间偏导分别用后向差商和隐格式差商来近似，推导得到数值计算方程组。

第四章 用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的研究结果

4.1 引言

近年来人们对基于各种慢光技术的光存储器进行了大量的研究，如典型的电磁感应透明(EIT)法^[1,2,58,60]实现光存储，利用该技术方案可以实现对 20us 光脉冲超过 1s 存储时间，但在这种方法中，它的工作频率高度受限制，存储光的频率必须精确的与原子或离子谐振频率相匹配，这限制了这种方法的应用范围。相比之下利用受激布里渊散射(SBS)在光纤中实现慢光的技术^[13-16,36,47,50,52,61-65]有了新的突破性进展，特别是 2007 年美国杜克大学的 Zhaoming Zhu 等人与罗彻斯特大学的 Robert W. Boyd 合作^[16]，应用受激布里渊散射(SBS)的方法在光纤中实现了存储时间连续可调的光存储器，该成果发表在《科学》杂志上，使得用受激散射实现光存储技术得到了人们的极大关注，利用受激布里渊散射 SBS 实现光存储的研究在国内未见报道，在国际上也仅从 2006 年开始陆续对此有所报道，直到 2007 年在科学上出现了有关在光纤中利用受激布里渊散射实现光存储的试验研究和理论推导。因此本研究课题主要是对该新生的光存储技术方案进行理论数值计算，计算并观测了长短数据脉冲在单模光纤和硫系化合物玻璃光纤中的光存储规律，研究了存储时间和读出效率之间的变化规律；研究了光存储过程中布里渊增益对读出效率的影响；研究了声子寿命对读出效率的影响；研究了读出效率随数据脉冲脉宽的变化规律；研究了读出效率随数据脉冲强度的变化规律；研究了光存储过程中控制脉冲的强度随布里渊增益的变化关系。因此得到了一些有实用的基于受激布里渊散射的光存储规律，为光存储器研究提供有价值的理论依据，特别是为存储时间连续可调的全光存储器研制开发提供宝贵的理论依据。

4.2 研究分析了数据脉冲随存储时间的变化规律

首先理论研究了长短数据脉冲在单模光纤和硫系化合物玻璃光纤中的光存储过程，如图 4-1 所示。从图中可以看出不论是单模光纤还是硫系化合物玻璃光纤在短脉冲时存储都可以较好得实现，分别如图 4-1(a)和 4-1(b)所示。而用长脉冲存储时，硫系化合物玻璃光纤因具有较大的声子寿命，尽管畸变很大，但是还有可以恢复的数据脉冲，如图 4-1(d)，而单模光纤中基本上是不能实现光存储了，如图 4-1 (c)。

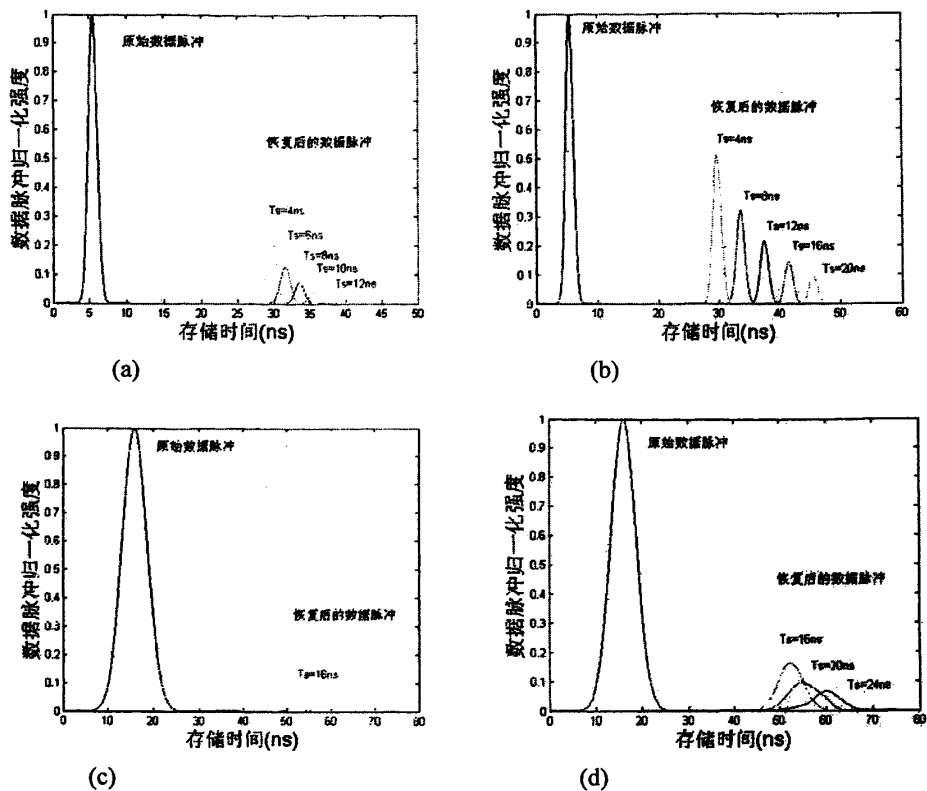


图 4-1 (a) 和 (c) 是在单模光纤中短、长脉冲的光存储, (b) 和 (d) 是在硫系化合物玻璃光纤中短、长脉冲的光存储。

Figure 4-1 (a) and (c) is store shorter and longer light pulse in an optical fiber. (b) and (d) is store shorter and longer light pulse in sulfur chalcogenide fiber.

在这种光存储的方法中, 比较重要的是数据脉冲的恢复情况。数据脉冲恢复的好, 存储时间又长, 这是我們所需要的。为实现数据脉冲保真度高、存储时间长的理想结果, 我们研究了两种光纤存储时间和读出效率(定义为恢复数据脉冲的能量与入射数据脉冲能量的比)之间的关系, 如表 4-1 与 4-2 所示, 可直观的看到读出效率随存储时间的增加而减小。

表 4-1

短脉冲在单模光纤中的存储 $\tau_B = 3.4ns$		短脉冲在硫系化合物光纤中的存储 $\tau_B = 10ns$	
存储时间(单位 ns)	读出能量效率 (*%)	存储时间(单位 ns)	读出能量效率 (*%)
4	27	4	59.6
8	8	8	38.8
12	2.5	12	26.1
16	0.8	16	17.5
20	0.24	20	11.7
22	0.18	22	9.6

与短脉冲在光纤中存储相比，长脉冲在光纤中实现光存储的范围小了很多，如表 4-2 所示，特别是单模光纤，由于声子寿命小只有一个最小存储时间，在图 4-1c 中看到的恢复脉冲波形只是模糊的一条线，如果存储时间再大，读出效率就更小，恢复脉冲波形几乎看不见。可见短脉冲在长声子寿命的光纤中存储的实际应用范围更广。所以利用受激布里渊散射在光纤中实现光存储技术方案的关键是要发现长声子寿命的光纤材料。

表 4-2

长脉冲在单模光纤中的存储 $\tau_B = 3.4ns$		长脉冲在硫系化合物光纤中的存储 $\tau_B = 10ns$	
存储时间 (单位 ns)	读出能量效率 (*%)	存储时间 (单位 ns)	读出能量效率 (*%)
16	0.72	16	15.5
		20	12
		24	7.6

4.3 研究了布里渊增益对读出效率的影响

由前面的研究知，找到应用性强的光纤，研究其声子寿命和布里渊增益系数是非常重要的。为此研究了布里渊增益与读出效率的影响，下面对几种情况进行讨论：(1)当数据脉冲宽度为 2ns、控制脉冲宽度为 1.5ns、传播介质的声子寿命 $\tau_B=3.4ns$ 、存储时间 $T_s=6ns$ 时，如图 4-2 所示，读出效率基本上不随布里渊增益系数的改变而改变，在该条件下读出效率基本围绕 14.58% 随着布里渊增益系数的改变而在极小范围变化。

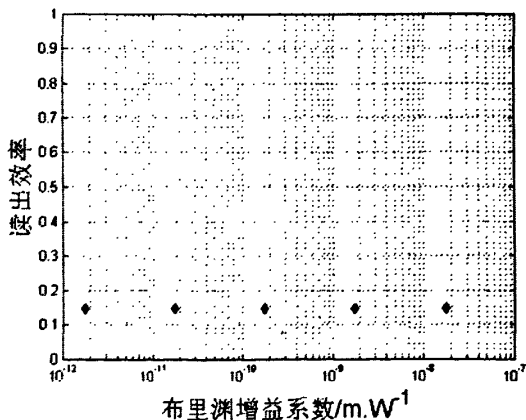
图 4-2 读出效率与布里渊增益系数 g_B 的关系

Figure4-2 Readout efficiency versus Brillouin gain coefficient

(2)当数据脉冲宽度为 2ns、控制脉冲宽度为 1.5ns、传播介质的声子寿命 $\tau_B=10ns$ 、存储时间 $T_s=6ns$ 时，如图 4-3 所示，比较第一种情况，由于传播介质的声子寿命变大读出效率虽然变大，

但是读出效率基本围绕 46.83% 在极小范围变化。

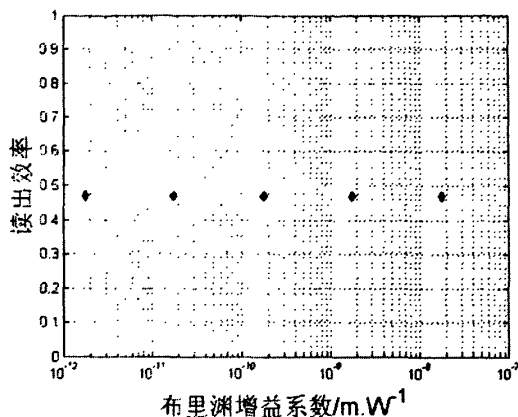


图 4-3 读出效率与布里渊增益系数 g_B 的关系

Figure 4-3 Readout efficiency versus Brillouin gain coefficient

(3) 当数据脉冲宽度为 9ns、控制脉冲宽度为 7ns、传播介质的声子寿命 $\tau_B = 3.4\text{ns}$ 、存储时间 $T_s = 16\text{ns}$ 时，如图 4-4 所示，在该条件下读出效率已经因太小而没有其实际意义，但是还是能得出读出效率基本上不随布里渊增益系数的改变而改变的结论。

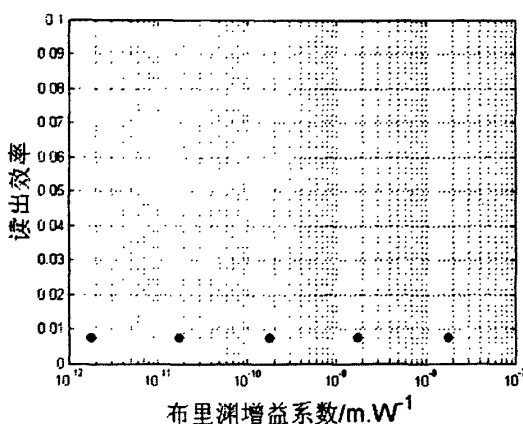


图 4-4 读出效率与布里渊增益系数 g_B 的关系

Figure 4-4 Readout efficiency versus Brillouin gain coefficient

(4) 当数据脉冲宽度为 9ns、控制脉冲宽度为 7ns、传播介质的声子寿命 $\tau_B = 10\text{ns}$ 、存储时间 $T_s = 16\text{ns}$ 时，如图 4-5 所示，比较第三种情况，由于传播介质的声子寿命的增大读出效率也增大了，读出效率基本上围绕 17.03% 在极小的范围内变化，即不随布里渊增益系数的改变而改变。

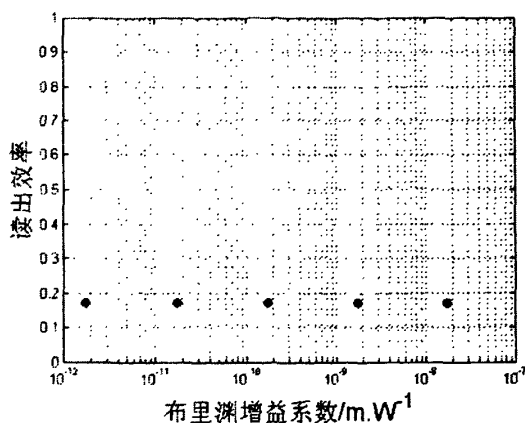
图 4-5 读出效率与布里渊增益系数 g_B 的关系

Figure4-5 Readout efficiency versus Brillouin gain coefficient

由此可知，数据脉冲的读出效率虽然不随布里渊增益系数的变化而变，但是可以发现它随介质的声子寿命的变化而变。

4.4 研究了声子寿命对读出效率的影响

声子寿命对读出效率的影响是很大的，我们将从量上具体来研究两者的影响变化关系：(1)当数据脉冲宽度为 2ns、读写脉冲宽度为 1.5ns、布里渊增益系数 $g_B=1.78e-11m/w$ 、存储时间 $T_s=6ns$ 时，如图 4-6(a)所示，读出效率随声子寿命的增大而增大，且随着声子寿命的增大读出效率趋于饱和的迹象。

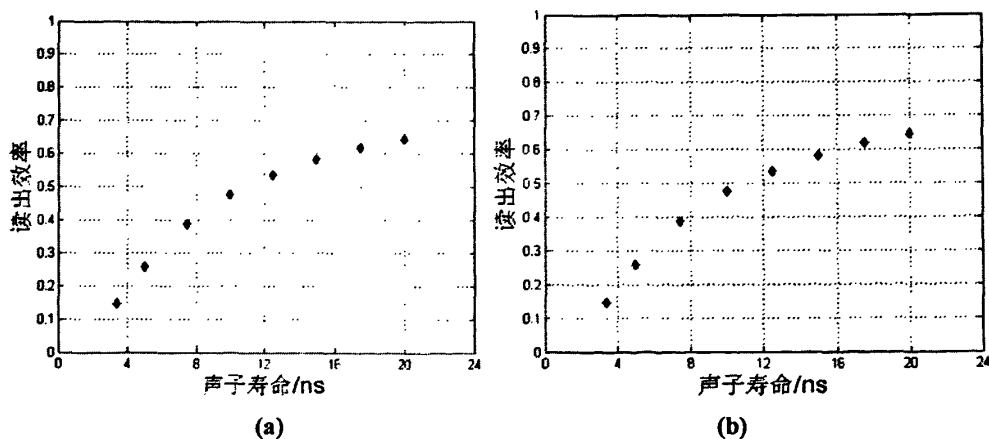


图 4-6 读出效率与声子寿命的关系

Figure4-6 Readout efficiency versus acoustic Lifetime

(2) 当数据脉冲宽度为 2ns、读写脉冲宽度为 1.5ns、布里渊增益系数 $g_B=1.78e-9m/w$ 、存储时间 $T_s=6ns$ 时，如图 4-6(b)所示，得出了与第一种情况相同的结论。

(3) 当数据脉冲宽度为 9ns、读写脉冲宽度为 7ns、布里渊增益系数 $g_B=1.78e-11m/w$ 、存储时间 $T_s=16ns$ 时，如图 4-7(a)所示，还是得出读出效率随声子寿命的增大而增大。

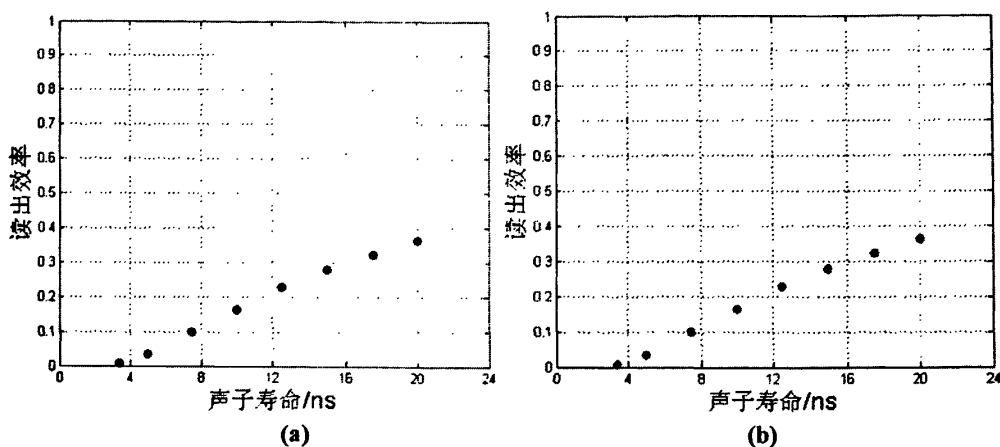


图 4-7 读出效率与声子寿命的关系

Figure4-7 Readout efficiency versus acoustic Lifetime

(4) 当数据脉冲宽度为 9ns、读写脉冲宽度为 7ns、布里渊增益系数 $g_B=1.78e-9m/w$ 、存储时间 $T_s=16ns$ 时，如图 4-7(b)所示，读出效率随声子寿命的增大而增大。

综上所述可知，虽然读出效率随声子寿命的增大而增大，但是读出效率基本与布里渊增益系数无关，即虽然布里渊增益差两个数量级但间断曲线基本不变。同时我们发现，由于脉冲宽度的不同图 4-6 的斜率比 4-7 大。进一步说明材料的声子寿命是实现光存储的关键。

4.5 研究了数据脉冲的脉宽对读出效率的影响

前面的研究表明，脉冲的脉宽似乎对读出效率有关。因此下面通过数值计算研究数据脉冲的宽度对读出效率的影响：(1) 当声子寿命 $T_B=3.4ns$ 、布里渊增益系数 $g_B=1.78e-11m/w$ 、存储时间 $T_s=16ns$ 时，如图 4-8(a)所示，基本是一条直线，即读出效率与数据脉冲宽度无关。

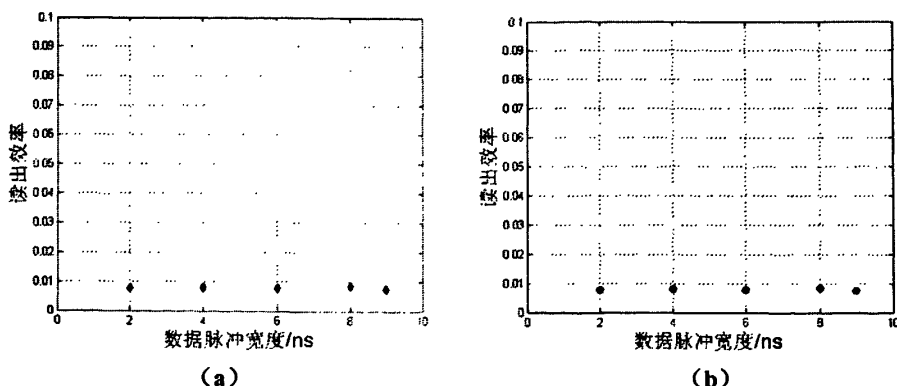


图 4-8 读出效率与数据脉冲宽的关系

Figure4-8 Readout efficiency versus the width of data pulse

(2) 当声子寿命 $T_B=3.4\text{ns}$ 、布里渊增益系数 $g_B=1.78\text{e-}9$ 、存储时间 $T_s=16\text{ns}$ 时，如图 4-8(b) 所示，基本与(a)一样，得出相同的结论。

(3) 当声子寿命 $T_B=10\text{ns}$ 、布里渊增益系数 $g_B=1.78\text{e-}11$ 、存储时间 $T_s=16\text{ns}$ 时，如图4-9(a)所示，基本是一条直线，即读出效率与数据脉冲宽度无关。

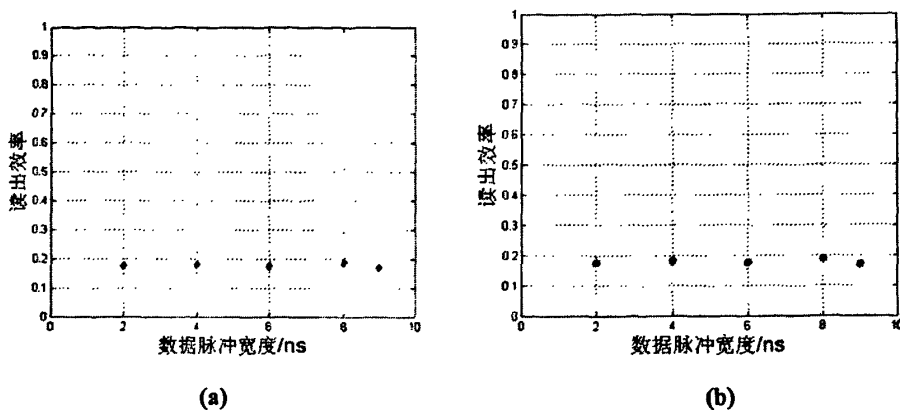


图 4-9 读出效率与数据脉冲宽的关系

Figure4-9 Readout efficiency versus the width of data pulse

(4) 当声子寿命 $T_B=10\text{ns}$ 、布里渊增益系数 $g_B=1.78\text{e-}9$ 、存储时间 $T_s=16\text{ns}$ 时，如图4-9(b)所示，基本与(a)一样，也得出相同的结论。

综上所述，读出效率与数据脉冲宽度无关，而且同时更加明确的表明读出效率与布里渊增益无关。另一方面可知，存储时间相同时读出效率随声子寿命的增大而增大。

4.6 研究了数据脉冲的强度对读出效率的影响

在光存储的应用中，信息字节就是数据脉冲，在不同的数据脉冲的强度下，研究了两种光纤的读出效率，如图 4-10，无论是长声子寿命的高读出效率（由红色点组成的间断曲线）还是短声子寿命的低读出效率（由虚线菱形组成的间断曲线），在可实现光存储的数据脉冲的强度范围内脉冲强度对读出效率几乎都没有影响，是两条平行的间断曲线，这也进一步说明了在这种存储方法中声子寿命是存储时间和读出效率的唯一决定性因素。而图 4-10 所示的可实现存储的数据脉冲的强度范围基本一致，说明了要实现光存储必须满足的首要条件是读写脉冲的强度要小于数据脉冲的强度。

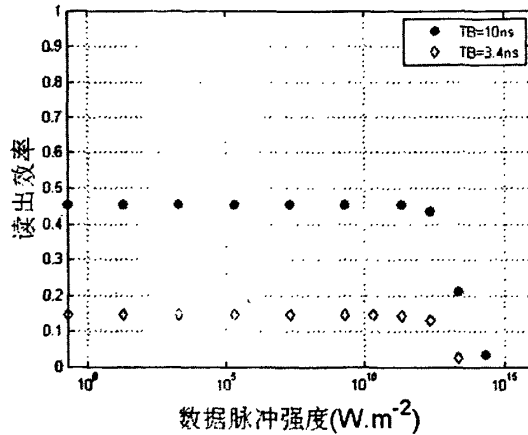


图 4-10 读出效率随数据脉冲强度的变化规律

Figure 4-10 Readout efficiency versus data pulse intensity

4.7 研究了控制脉冲的强度随布里渊增益的变化规律

前面研究了在数据脉冲强度给定的情况下，增加布里渊增益不能增加读出效率和存储时间。在此我们研究了控制脉冲的强度随布里渊增益的变化关系如图 4-11，增加布里渊增益是可以大大降低控制脉冲的强度，突显出该技术方案优越性，即应用性增强。在单模光纤中，如果数据脉冲的峰值功率是 10mW 时，控制脉冲的峰值功率大约是 100W 左右。而如果改用硫系化合物玻璃光纤，因为布里渊增益可以提高大约两个数量级，所以峰值功率可以大大降低两个数量级。

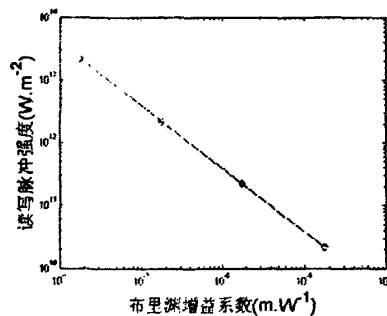


图 4-11 读写脉冲的强度随布里渊增益的变化关系

Figure 4-11 read and write pulse intensity versus Brillouin gain coefficient.

4.8 研究了在不同的声子寿命和布里渊增益下读出效率随存储时间的变化规律

最后综合考虑，研究了在不同的声子寿命和布里渊增益下读出效率随存储时间的变化，如图 4-12 所示，图中方虚点比红点的布里渊增益大两个数量级，声子寿命相同，计算结果确定布里渊增益的大小对读出效率没有影响。两条间断曲线说明读出效率随存储时间的增加而减小，而且声

子寿命大时，读出效率减小得较慢，声子寿命小时，读出效率减小的较快，由此可确定前面提到的由于脉冲宽度的不同图 4-6 的斜率比 4-7 大，是由于声子寿命的长短决定的。可见声子寿命的大小对存储时间的影响非常大，大的声子寿命对应于大的存储时间和高的读出效率。

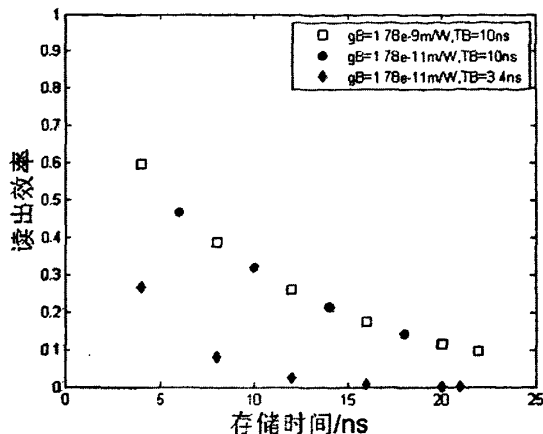


图 4-12 不同的声子寿命和布里渊增益下读出效率与存储时间的变化关系

Figure 4-12 Readout efficiency versus storage times in the different acoustic lifetime and Brillouin gain coefficient.

4.9 本章小结

本文用有限差分的方法求解了慢变包络近似条件下的三波耦合波方程组。研究了基于受激布里渊散射的光存储规律，并得到了一些有用的结果：一是这种光存储的方法，只适合于数据脉冲是短脉冲的情况，并且读写脉冲的脉宽要小于数据脉冲的脉宽才可以，对于数据脉冲是长脉冲的情况，这种存储方法不适合；二是读出效率和存储时间只与声子寿命有关，与布里渊增益、读、写和数据脉冲的强度无关，要想获得大的存储时间和读出效率，必须有大的声子寿命；三是高的布里渊增益可以有效地降低控制脉冲的强度。我们的工作可以为利用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的应用研究提供一些指导，即可以通过研究找到影响光存储材料的声子寿命的因素，以更好的进行材料的研制，然后再从布里渊增益、数据脉冲、控制脉冲与读出效率等应用性因素出发进行器件的研发性研究。

第五章 结论

本论文的研究重点主要是通过理论分析和数值计算探索“在光纤中利用受激布里渊散射实现光存储”过程中的部分光学规律，从而得出有价值的结论。论文初期，查阅大量文献的同时，在数值计算方面做了大量的工作，首先根据光纤中 SBS 光存储的物理过程设计了该技术方案计算所用的物理模型；然后由电磁场的 Maxwell 方程组和物质的能量传输方程在慢变包络近似下得到三个简单耦合波方程；由于时域有限差分法直接从麦克斯韦方程组出发，各物理量天然满足麦克斯韦方程组，不需要任何导出方程，这就避免了使用更多的数学工具，而且方法简单直观，计算中，对时间项使用隐式有限差分法，对空间项使用后向差分法，将耦合波方程组进行离散化，得到离散化求解方程组——即该技术方案的数学模型。论文后期在数学模型基础上，结合初始条件及选定的材料的相关参数，利用 Matlab 数值计算软件编程计算，通过对计算结果的后处理分析，得到了一些初步结论。

1、长短数据脉冲在单模光纤和硫系化合物玻璃光纤中的光存储过程。

(1)计算结果表明，不论单模光纤还是硫系化合物玻璃光纤，都可以实现短脉冲光存储。在硫系化合物光纤中，当最小存储时间 $T=4\text{ns}$ 时，数据脉冲的读出效率为 59.6%，当最大存储时间为 $T=22\text{ns}$ 时，数据脉冲的读出效率为 9.6%；而在单模光纤中，当最小存储时间 $T=4\text{ns}$ 时，数据脉冲的读出效率为 26.7%，当最大存储时间为 $T=21\text{ns}$ 时，读出效率仅为 0.187%。

(2)对于长脉冲的光存储过程中，硫系化合物玻璃光纤因具有较大的声子寿命，通过光纤还有可以恢复的数据脉冲，而在单模光纤中基本上是不能实现光存储了：硫系化合物光纤中最小存储时间 $T=16\text{ns}$ 时读出效率为 15.5%，最大存储时间 $T=24\text{ns}$ 时读出效率为 7.6%。单模光纤中只有一个最小存储时间 $T=16\text{ns}$ 此时读出效率为 0.724%，如果存储时间再大，读出效率很小，恢复脉冲波形几乎看不见。显然在单模光纤中是由于可实现光存储的时间远大于其声子寿命，才出现了数据脉冲的畸变。因为要实现 100%的光存储和恢复的理想条件之一是存储时间要小于 τ_B ，研究结果与之相对应。

当然在这种光存储的方法中，比较重要的是数据脉冲的恢复情况。能得到畸变小、存储时间长的数据脉冲，这是我们所需要的。由此可见利用该技术方案在硫系化合物玻璃光纤中实现光存储的应用范围更广，为光存储器的研制开发过程中提供了重要的材料基础。

2、存储时间和介质的声子寿命与读出效率之间的关系（读出效率定义为恢复数据脉冲的能量与入射数据脉冲能量之比）。

在用短脉冲实现光存储的情况下，在 $\tau_B = 3.4\text{ns}$ 和 $\tau_B = 10\text{ns}$ 两种光纤中模拟计算，对于前者当最小存储时间 $T=4\text{ns}$ 时，数据脉冲的读出效率为 59.6%，而 $T = 22\text{ns}$ 时读出效率为 0.18%，对于后者当 $T=4\text{ns}$ 时，数据脉冲的读出效率为 26.7%，而 $T = 22\text{ns}$ 时读出效率为 9.6%，因此数据脉冲的

读出效率随存储时间的增加而减小，减小的程度和声子寿命大小有关，声子寿命大时，读出效率减小得相对较慢，声子寿命小时，读出效率减小的相对较快。

3、介质的声子寿命和读出效率之间的关系。

声子寿命对数据脉冲的存储影响因素非常之大，由上一章的研究可知，所有计算结果表明，在可实现的光存储时间内，声子寿命越大，在其它条件相同情况下数据脉冲的读出效率就越大，但是随着声子寿命的增大，数据脉冲的读出效率趋于一最大值，这与理论情况相吻合，即读出效率存在最大值（ $\exp(-T_s/\tau_s)$ ）。

4、光存储过程中布里渊增益对读出效率的影响程度。

实际应用中，布里渊增益的大小是光纤的重要光存储指数，但经过研究表明，它对读出效率并没有任何影响。

5、研究得出了读出效率随数据脉冲强度的变化规律。

在数值计算过程中，我们选择了合适的控制脉冲强度以实现在光纤中的光存储，得出的读出效率随数据脉冲强度的变化规律是：无论是长声子寿命的高读出效率还是短声子寿命的低读出效率，在可实现存储的范围内数据脉冲的强度对读出效率都没有任何影响。研究过程中还发现实现光存储的数据脉冲的强度范围在长短声子寿命的光纤中相同，验证了实现光存储的中条件，即控制脉冲的强度要小于数据脉冲的强度。

6、光存储过程中控制脉冲的强度随布里渊增益的变化关系。

在数据脉冲强度给定的情况下，增加布里渊增益，虽然不能增加读出效率和存储时间，却可以大大降低控制脉冲的强度，突显出该技术方案优越性，即应用性增强。

参 考 文 献

- [1] S.E.Harris,J.E.Field,and A.Imamoglu.Nonlineer optical processes using Electromagnetically Induced Transparency[J].Phys.Rev.Lett.1990,64:1107-1110
- [2] S.E.Harris,J.E.Field,and A.Kasapi.Dispersive properties of electromagnetically induced transparency[J]. Phys Rev A.1992, 46:29-32
- [3] L.V.Hau,S.E.Harris,and Z.Dutton.Light speed reduction to 17 metres persecond in an ultracold atomic gas.Nature ,1999,397:594-598
- [4] A.K.Patnaik,J.Q.Liang,and K.Hakuta,Slow lightpropagationin a thinoptical fiber via electromagnetically induced transparency[J].Physical Review A ,2002,66
- [5] M.S.Bigelow,N.N.Lepeshkin,and R.W.Boyd,Observation of Ultraslow Light Propagation in a Ruby Crystal at Room Temperature[J].Phys.Rev.Lett ,2003,90:113903-113901~113903-113904
- [6] M.S.Bigelow,N.N.Lepeshkin,and R.W.Boyd,Superluminal and Slow Light Propagation in a Room-Temperature Solid[J].Science ,2003, 301:200-202
- [7] A.Schweinsberg,N.N.Lepeshkin,M.S.Bigelow,R.W.Boyd,and S.Jarabo,Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber[J].Europhysics Letters, 2006,73:218-224
- [8] David Dahan , Gadi Eisenstein, Tunable all optical delay via slow and fast light propagation in a Raman assisted fiber optical parametric amplifier a route to all optical buffering[J].opt,express,2005,13(16):6234-6249
- [9] Okawachi Y.Bigelow M S.Sharpring J E et al..Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber [J].Phy.Rev.lett.2005.94:153902-1-4
- [10] Yi L L.Hu W S.Su Y K et all..Propagation of 10Gb/s Rz data through a slow-light fiber delay-line based on parametric progress [R] OFC06 OFH3
- [11] K. Y. Song, M. G. Herraез, and L. Theevenaz. Long optically controlled delays in optical fibers. [J]. Opt. Lett. 2005, 30:1782-1784
- [12] Herraез M G,Song K Y.Thevenaz L.Long optically controls delays in optical fibers [J] opt.lett.2005,30(14):1782~1784
- [13] E.L.Bolda,J.C.Garrison,and R.Y.Chiao.Optical Pulse Propagation at Negative Group Velocities due to a Nearby Gain Line.Phys Rev A ,2005,49,2938-2947
- [14] K.Y.Song,M.G.Herraез,and L.Thevenaz.Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering[J].Optics Express,2005 ,13:82-88)
- [15] M.S.Bigelow,N.N.Lepeshkin,and R.W.Boyd.Observation of Ultraslow Light Propagation in a Ruby Crystal at Room Temperature[J].Phys.Rev.Lett 2003,90:113903-113901~113903-113904
- [16] Zhaoming Zhu, Daniel J. Gauthier, Robert W. Boyd. Stored Light in an Optical Fiber via Stimulated Brillouin Scattering[J]. Science, 2007, 318:1748-1750
- [17] A. E. Willner, B. Zhang, L. Zhang, L. S. Yan, and I. Fazal. Optical signal processing using tunable delay elements based on slow light. [J]. IEEE J. of Sel. Top. In Quant. Electr. 2008, 14:691-705
- [18] E. Parra, and J. R. Lowell. Toward applications of slow-light technology. [J]. Opt. and Photo. News. 2007,18:41-45
- [19] D. Strelakov, A. B. Matsko, and L. Maleki. Nonlinear properties of electromagnetically induced transparency in Rubidium vapor. [J]. J. Opt. Soc. Am. B. 2005, 22:65-71

- [20] P. C. Ku, F. Sedgwick, C. J. Chang-Hasnian, P. Palinginis, T. Li etc. Slow light in semiconductor quantum wells. [J]. *Opt. Lett.* 2004, 29:2291-2293
- [21] Kwang Yong Song, Miguel Gonzalez Herraез and Luc Thevenaz. Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering. [J]. *Opt. Express* . 2005,13(1):82-88
- [22] Yoshitomo Okawachi, Matthew S. Bigelow, Jay E Sharping, Zhaoming Zhu, Aaron Schweinsberg, etc. Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. [J]. *P.R.L.*2005, 94(153902):1-4.
- [23] Michael D. Stenner and Mark A. Neifeld, etc. Distortion management in slow-light pulse delay. [J]. *Opt. Express* .2005, 13(25):9995-10002
- [24] Aldo Minardo, Romeo Bernini, and Zeni. Low distortion Brillouin slow light in optical fibers using AM modulation. [J]. *Opt. Express* . 2006, 14(13):5866-58764
- [25] Z. Lu, Y. Dong, and Q. Li. Slow light in multi-line Brillouin gain spectrum. [J]. *Opt. Express* .2007, 15, 1871-1877
- [26] R. Paut, M. D. Stenner, M. A. Neifeld, Z. Shi, R. W. Boyd, and D. J. Gauthier. Maximizing the opening of eye-diagrams for slow-light systems. [J]. *Appl. Opt.* 2007, 46: 6513-6519
- [27] Zhimin Shi, Ravi Pant, Zhaoming Zhu, Michael D. Stenner, etc. Design of a tunable time-delay element using multiple gain lines for increasing fractional delay with high data fidelity. [J]. *Opt. Express* . 2007,32(14):1986-1988
- [28] Z. Zhu, and D. J. Gauthier. Nearly transparent SBS slow light in an optical fiber. [J]. *Opt. Express*. 2006, 14:7238-7245
- [29] S. Chin, M. Gonzalez-Herraез, L. Thevenaz. Zero-gain slow & fast light propagation in an optical fiber. [J]. *Opt. Express*. 2006, 14:10684-10692
- [30] T. Schneider, M. Junker, and K. U. Lauterbach. Time delay enhancement in stimulated Brillouin scattering slow light system. [J]. *Opt. Lett.* 2007, 32:220-223
- [31] Thomas Schneider, Ronny Henker, Kai-Uwe Lauterbach, and Markus Junker. Comparison of delay enhancement mechanisms for SBS-based slow light systems. [J]. *Opt. Express* . 2007,15(15):9606-9613
- [32] T. Schneider. Time delay limits of SBS based slow light system. [J]. *Opt. Lett.* 2008, 33:1398-1400
- [33] T. Sakamoto, T. Yamamoto, K. Shiraki, and T. Kurashima. Low distortion slow light in flat Brillouin gain spectrum by using optical frequency comb. [J]. *Opt. Express* .2008, 16:8026-8032
- [34] T.Schneider, M. Junker, K. U. Lauterbach, and R. Henker, Distortion reduction in cascaded slow light delays. [J]. *El.Lett.* 2006, 42:1110-1112
- [35] K. Y. Song, M. G. Herraез, and L. Theevenaz. Long optically controlled delays in optical fibers. [J]. *Opt. Lett.* 2005, 30:1782-1784
- [36] M. Lee, R. Pant, M. D. Stenner, M. A. Neifeld. SBS gain-based slow-light system with a Fabry –Perot resonator. [J]. *Opt. Com.* 2008, 281:2975-2984
- [37] E. Shumakher, N. Orbach, A. Nevet, D. Dahan and G. Eisenstein. On the balance between delay, bandwidth and signal distortion in slow light systems based on stimulated Brillouin scattering in optical fibers[J]. *Opt. Express*. 2006, 14:5877-5884
- [38] L.Y. Ren, and Y. Tomita. Reducing group-velocity-dispersion-dependent broadening of stimulated Brillouin scattering slow light in an optical fiber by use of a single pump laser. [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2008, 25:741-746
- [39] A. Zadok, A. Eyal, and M. Tur. Extended delay of broadband signals in stimulated Brillouin scattering slow light using synthesized pump chirp. [J]. *Opt. Express*.2006, 14:8498-8505
- [40] L. Yi, L. Zhang, Y. Su, W. Hu, L. Leng, Y. Song, H. Shen, and Y. Xia.. Delay of RZ PRBS data based

- on wideband SBS by phase-modulating the Brillouin pump. In *Slow and Fast Light 2006 Technical Digest*(Optical Society of America, Washington, DC,2006), presentation WB4
- [41] K. Y. Song, M. G. Herraез, and L. Thevenaz. Gain-assisted pulse advancement using single and double Brillouin gain peaks in optical fibers. [J]. *Opt. Express*. 2005, 13:9758-9765
- [42] M. G. Herraез, K. Y. Song, and L. Thevenaz. Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers. *Opt. Express*. 2006, 14:1395-1400
- [43] Z. M. Zhu, A. M. C. Dawes, D.J.Gauthier, L. Zhang, and A.E. Willner. 12-GHz-bandwidth SBS slow light in optical fibers. In *proc. of OFC 2006*, paper PDP1
- [44] V. P. Kalosha, L. Chen, and X. Bao. Slow and fast light via SBS in optical fibers for short pulses and broadband pump. [J]. *Opt. Express*. 2006, 14:12693-12703
- [45] Z. M. Zhu, A. M. C. Dawes, D. J. Gauthier, L. Zhang, and A. E. Willner. Broadband SBS slow light in an optical fibers. [J]. *J. Lightwave Technol.* 2007, 25:201-206
- [46] B. Zhang, L. Zhang, L.-S. Yan, I. Fazal, J.-Y. Yang, and A. E. Willner. Continuously-tunable, bit-rate variable OTDM using broadband SBS slow-light delay line. [J]. *Opt. Express*. 2007, 15:8317-8322
- [47] T. Schneider, M. Junker, and Kai-Uwe Lauterbach. Potential ultra wide slow-light bandwidth enhancement. [J]. *Opt. Express*.2006, 14:11082-11087
- [48] K. Y. Song, and K. Hotate. 25GHz bandwidth Brillouin slow light in optical fibers. [J]. *Opt. Lett.* 2007, 32:217-219
- [49] T. Schneider, R. Henker, K. U. Lauterbach, and M. Junker. Distortion reduction in slow light systems based on stimulated Brillouin scattering. [J]. *Opt. Express*. 2008, 16:8280-8285
- [50] R. Pant, M. D. Stenner, M. A. Neifeld, and D. J. Gauthier. Optical pump profile designs for broadband SBS slow-light systems. [J]. *Opt. Express*. 2008, 16:2764-2777
- [51] Shihe Wang, Liyong Ren, Yu liu, and Yasuo Tomita. Zero-broadening SBS slow light propagation in an optical fiber using two broadband pump beams. [J]. *Opt. Express*. 2008,16(11):8067-8076
- [52] Thomas Schneider, Andrzej Wiatreck, Ronny Henker. Zero-broadening and pulse compression slow light in an optical fiber at high pulse delays. [J]. *Opt. Express* .2008,16(20):15617-15622
- [53] Lilin Yi, Yves Jaouen, Weisheng Hu, Yikai Su, Sebastien Bigo. Improved slow-light performance of 10 Gb/s NRZ, PSBT and DPSK signals in fiber broadband SBS. [J]. *Opt. Express* .2007, 15 (25): 16972-16979
- [54] C. Ye, P. Yan, L. Huang, Q. Liu, and M. Gong. Stimulated Brillouin scattering phenomena in a nanosecond linearly polarized Yb-doped double-clad fiber amplifier. [J]. *Laser Phys. Lett.* 2006, 4(5):376-381
- [55] V. P. Kalosha, Liang Chen, and Xiaoyi Bao. Slow light of subnanosecond pulses via stimulated Brillouin scattering in nonuniform fibers.[J]. *Physical Review A*. 2007, 75:021802(1)- 021802(4)
- [56] P. Dainese, P. ST. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif. Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz- guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibers. [J]. *Nature Physics*. 2006, 2:388-392
- [57] B. Zhang, L. Zhang, L. -S. Yan, I. Fazal, J. -Y. Yang, and A. E. Willner. Continuously-tunable, bit-rate variable OTDM using broadband SBS slow-light delay line. [J]. *Opt. Express*. 2007, 15(13):8317-8322
- [58] A.K.Patnaik,J.Q.Liang,and K.Hakuta,"Slow light propagation in a thin optical fiber via electromagnetically induced transparency,"*Physical Review A* 66,-(2002)
- [59] M.S.Bigelow,N.N.Lepeshkin,and R.W.Boyd,"Superluminal and Slow Light Propagation in a Room-Temperature Solid,"*Science* 301,200-202(2003)
- [60] J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars, N. B.Manson. Stopped light with storage times greater than one

- second using electromagnetically induced transparency in a solid. *Phys. Rev. Lett.* 2005, 95:063601
- [61] T. Schneider. Time delay limits of SBS based slow light system. [*J.* *Opt. Lett.* 2008, 33:1398-1400
- [62] T. Sakamoto, T. Yamamoto, K. Shiraki, and T. Kurashima. Low distortion slow light in flat Brillouin gain spectrum by using optical frequency comb. [*J.* *Opt. Express* .2008, 16:8026-8032
- [63] M. Lee, R. Pant, M. D. Stenner, M. A. Neifeld. SBS gain-based slow-light system with a Fabry –Perot resonator. [*J.* *Opt. Com.* 2008, 281:2975-2984
- [64] T. Schneider, R. Henker, K. U. Lauterbach, and M. Junker. Distortion reduction in slow light systems based on stimulated Brillouin scattering. [*J.* *Opt. Express*. 2008, 16:8280-8285
- [65] Shihe Wang, Liyong Ren, Yu liu, and Yasuo Tomita. Zero-broadening SBS slow light propagation in an optical fiber using two broadband pump beams. [*J.* *Opt. Express*. 2008,16(11):8067-8076

致 谢

光阴如流水，三年的硕士研究生学习即将结束。在校期间，有幸得到北京化工大学理学院、特别是物理系众位老师和同窗的帮助和关心，谨借此机会对他们表示由衷感谢。

深深感谢我的导师丁迎春教授，丁老师学识渊博、治学严谨，指导我克服了专业学习和论文研究写作阶段的许多困难，她精益求精的工作作风给我留下了深刻印象。在指导我专业学习的同时，丁老师始终以宽厚的长者情怀关怀和鼓励着我，在人生态度和意志品质方面不断给予我悉心的教诲，这些教益成为我研究生学习阶段的最宝贵财富。

感谢师姐胡建丽在论文前期阶段的指引帮助。感谢师弟鲍磊在繁重的学业之余提供的诸多帮助。感谢数学系的同学们在论文数值计算部分所给予热心帮助。

感谢家人对我的全力支持。感谢我的爱人，他尽可能地为我创造了最优越的学习环境，给我不断学习进步的动力。特别感谢我两位伟大的妈妈，是她们在我读书期间，不远千里从熟悉的家乡来到陌生的北京，帮我们交替照看不满周岁的孩子，承担了许多难以言表的生活责任，最大限度地解除了我和爱人的后顾之忧.....凡此种种，我只能在今后的工作、学习和生活中，以最大的勤奋和努力尽力回报。

研究成果及发表的学术论文

- [1] 丁迎春, 任玉荣, 鲍磊. 利用受激布里渊散射在光纤中实现光存储的数值模拟研究[J]. 强激光与粒子束 (已收到录用通知)
- [2] 丁迎春, 任玉荣. 利用受激布里渊散射在光纤中实现慢光延迟线的研究进展[J]. 激光与光电子学进展 (已收到录用通知, 将发表在 2009 年 46 卷第 11 期)。

作者简介

任玉荣，女，1977年生，汉族，籍贯山东省。北京化工大学凝聚态物理专业2006级硕士研究生，主要从事“用受激布里渊散射在光纤中实现光存储”方向的研究。

导师简介

丁迎春，女，1966年生，汉族，博士，教授，现在北京化工大学从事科研与教学工作，主要研究方向：非线性光学。