北京航空航天大学

硕士学位论文

喇曼型分布光纤测温系统研究—总体设计、光发射机设计与实现、扩频技术研究

姓名：林晓翰

申请学位级别：硕士

专业：通信与信息系统

指导教师：刘建胜

2001.2.1

喇曼型分布式光纤测温系统研究

——总体设计、光发射机设计与实现、扩频技术研究

摘　要

本文对喇曼型分布式光纤测温系统的总体设计方法和关键技术、光发射机设计实现、应用扩频技术提高温度分辨率的方法进行了研究。

首先，介绍了光纤传感器的特点、应用和研究现状，阐述了喇曼型分布式光纤测温系统的研究背景和原理。

其次，论述了后向喇曼散射系统的总体设计。对系统的结构、各个部件参数设计、关键技术进行了论述。

第三，讨论了系统的主要部件光发射机的研制。介绍一种利用高频小功率晶体管的雪崩效应设计激光器的大电流窄脉冲驱动电路的方法，为指导此类电路的设计，建立了电路的数学模型，并作了仿真，仿真结果与实验结果基本一致，具有一定的实用意义。

最后，针对采用单脉冲作为激励信号的系统的局限性，提出了一种在分布式光纤测温系统中应用扩频技术以提高温度分辨率的可行性。深入研究了码型选择和系统分辨率的改善程度，在理论和数值仿真上对改进方法和一般方法进行了对比，论证了设计互补相关分布式光纤测温系统（CCDOFTS）的可行性。

关键字：光纤、分布式、温度、喇曼散射

Research on Raman distributed optical fiber temperature-sensing system

——integrated design,optical tranmitter design and realization,research on spread spectrum technology

Lin Xiaohan

Supervisor: Liu Jiansheng

Abstract

This dissertation studies the integrated design, optical tranmitter design and realization, using speard spectrum technology to improve the temperature resolution of Raman distributed optical fiber temperature-sensing system.

The first part of this dissertation introduces the characteristics, application and present situtian of optical fiber sensor, and then the background and principle of Raman distributed optical fiber temperature-sensing system are expatiated here.

In succession, the integrated design of the system is discussed, including system configuration, design of components and other important technologies.

Then the design of optical tranmitter, which is a vital component of the whole system, is discussed. I introduce a kind of large-current and narrow-width pulsed driving circuit which is based on the avalanche effect of high-frequency and small-power transistors. A mathematical model of the circuit is created and simulated. The result of simulation coincides with the experiment.

At last, a new method is brought forward, which uses spread spectrum technology in optical fiber temperature-sensing system in order to improve temperature resolution. We lucubrate the choice of code type and the ameliorative level of system resolution and contrast between common methods and the new method in theory and simulation. The feasibility of complementary correlation distributed optical fiber temperature-sensing system is demonstrated.

Key words: Fiber, Distributed, Temperature, Raman scattering

本 人 声 明

我声明，本论文及其研究工作是由本人在导师指导下独立完成的，在完成论文时所利用的一切资料均已在参考文献中列出。

林 晓 翰

签 名：

2001 年 2 月 25 日

第一章 绪 论

1.1 光纤传感器概述

1.1.1 引言

利用某些转换功能，将各种外界信号变换成可以直接测量的信号的器件或装置称为传感器。传感器的基本作用是将某种形式的输入能量（被测对象）的变化转换为同种或其他形式的能量（信号）的单值变化。

在最近的二十年里，以光纤作为传输介质的光纤通信，从实验室研究阶段，迅猛地发展成为通讯领域的一大产业。在实际的光纤通信系统中，光纤作为远距离传输光信号的媒质，易受到诸如温度、压力、电磁场等环境因素的影响，从而导致光强、相位、频率、偏振态、波长等光波参量的变化。光纤不需要任何中间级就能将待测量与光纤内的导光联系起来，从而演绎出了光纤传感器这门全新技术。

由于光纤有良好的传光特性；有比微波高 5 个数量级的宽频带；再加上光纤本身就是一个敏感元件，即光在光纤中传播时，光波参量将随着检测对象的变化而相应变化的特点，因此，与传统传感器相比，光纤传感器具有一系列独特优点[1]：（1）结构简单，体积小，重量轻，对被测对象的干扰小，能够实现高灵敏度，高准确性测量；（2）抗电磁干扰，抗辐射，绝缘性好；（3）耐腐蚀，耐高压，防爆防燃；（4）频带宽，动态范围大；（5）韧性好，几何形状的通用性和灵活性，故可制成任意形状的传感器和传感器阵列；（6）同一根光纤可制成传感不同物理量的传感器；（7）便于与计算机连接，便于与光纤传输系统联网，以实现系统的智能化遥测与控制；（8）光纤传感系统具有数值传输的格式，易于采用多路复用技术。

融汇光学、物理学、化学、生物医学、精密机械、微电子和计算机等学科的光纤传感器技术的研究开发一直受到世界各国学术界和研究机构的高度重视，已经渗透到传统传感技术的几乎所有领域，它的触角已延伸到军事国防、航空航天、工矿农业、

能源环保、生物医学、交通运输等各种领域。许多认为难以解决，甚至是不能解决的测试技术难题都得到了令人满意的解答。

1.1.2 光纤传感器的分类

光纤传感器的基本工作原理可以这样描述[1]：由光源发出的光经过光纤送入调制区，在被测对象的作用下，光的强度、波长、频率、相位、偏振态等光学性质发生了变化，使它成为被调制了的信号光，再经过光纤送入光探测器和电信号处理装置，最终获得待测对象的信息。

根据工作原理，光纤传感器可分为两大类[1]：非功能型（NFF 型，又称为非本征型、传光型、混合型传感器）和功能型（FF 型，又称为本征型、传感型、全光纤传感器）。

在 NFF 型光纤传感器中，光纤只当作传播光的媒介，对待测对象的调制功能是依靠其他物理性质的敏感元件来实现的。由于光纤在传感器中只起到传光的作用，所以采用光纤通信用光纤甚至普通的多模光纤就能满足要求。光学变换需要用其它器件构成，光学变换原理可以利用如下效应：光弹效应、电光效应、磁光效应、声光效应、光反射、光吸收和光截断等，将被测物理量变换为光学量以便在光纤中传输。

FF 型光纤传感器是利用光纤本身对外界被测对象具有敏感能力和检测功能这一特性开发而成的传感器。光纤不仅起到传光作用，而且在被测对象作用下，诸如光强、相位、波长、偏振态、频率等光学特性得到了调制。FF 型光纤传感器中光纤是连续不断的，在结构上比 NFF 传感器简单。但为了实现感知被测对象的变化，往往需要特殊截面、特殊用途的特种光纤。在现有的光纤传感器中，NFF 型在数量上占优势；但从高灵敏度角度分析，FF 型更有潜在市场。

按照被测对象的不同，光纤传感器可分为温度传感器、流量传感器、速度传感器、位移传感器、压力传感器、应力传感器、湿度传感器、液位传感器、浓度传感器、辐射传感器、磁场传感器、电流传感器、电压传感器、图像传感器、化学传感器、医用传感器等等。

按照信号在光纤中被调制方式的差异，可分为强度调制型、相位调制型、频率调制型、波长调制型和偏振态调制型。

按照是否实现分布式测量也可以将光纤传感器分为点式光纤传感器，准分布式光纤

传感器和分布式光纤传感器。点式和准分布式传感器属于 NFF 型传感器，分式传感器属于 FF 型传感器。

1.1.3 光纤传感器的应用

由于光纤传感器的上述优点，它在各个领域得到了广泛的应用。表 1.1 为各领域中光纤传感器的研究情况[2]：

表 1.1

领域	用　途	敏感的物理量和光纤传感类型
医疗	光纤微波治癌	温度
	光纤血管内照射血液病	
	光纤体内辐射积存量探测	x、γ射线、中子、重离子
	光纤血压计	血压
	光纤心血管治疗手术刀	
	光纤血液气体传感器	血液气体 PH、氧饱和度、CO 浓度、葡萄糖
	光纤内窥镜	图像传输
交通	列车位置控制系统	角速度（光纤陀螺）
	汽车姿态控制及位置确定	位移、速度
	汽车发动机控制	火焰强度、气体流量、压力
	驾驶及安全控制	多普勒方法
	铁轨腐蚀	化学传感分析
	汽车内温度监测	温度
	汽车流量监测	压力
电力	电力测量	电压、电流
	机器状态监视	电场、磁场、温度、振动
	输电线监视	温度、探雷击
	侵入监视	图像传感器、振动
	炉内监视	图像传感器、振动
机械工业	工程、制品管理	尺寸、形状、位置、表面精度、形变
	控制、位置确定	速度、旋转角、位移
	外观检查	伤痕检验、平直度检测
	工作确认	位移、振动、加速度
	过程量计测	温度、湿度、液位、流量
石油化学工业	过程量监视、检测	温度、压力、流量、液位、
	光纤传感网	煤气检查、油漏、热、光、烟检测
	核测井技术	
建筑	钢筋水泥混凝土结构损坏监测（大楼、桥梁、大坝等）	应力、应变 点式、分布式测量

1.1.4 分布式光纤传感技术的特点与研究现状

分布式光纤传感（DOFS）技术是在 70 年代末提出的[3]，它是随着光时域反射

(OTDR)技术的出现而发展起来的。1977 年 M.K.Barnoski 博士发明了光时域后向散射（OTDR）系统[5]，当很窄的光脉冲被注入到光纤中时，类似于雷达原理，系统通过测量后向散射光以实现对不间断光纤的连续测量。基本的 OTDR 技术实质上是一种光学雷达。OTDR 最初是用于研究光纤制造和安装过程中沿光纤长度方向的损耗变化，评价光纤、光缆和耦合器的性能。1980 年，M.K.Rogers 首次提出将 OTDR 原理用于温度等参数的分布式测量：将 OTDR 的返回信号对时间微分，且与信号瞬时值相除以归一化，则可获得光纤的损耗，若光纤的损耗依赖于温度、压力、应变等因素，就可测得沿光纤分布的温度、压力、应变等场的信息。这项技术已成为光纤传感技术中最具前途的技术之一[3]。

分布式光纤传感系统可以定义为[4]：能在整个连续光纤的长度上以距离的连续函数的形式传感被测参数随光纤长度方向变化的仪器或装置。该技术具有同时获取在传感光纤区域内随时间和空间变化的被测量分布信息的能力，其基本特征为[3]：

（1）分布式光纤传感系统中的传感元件仅为光纤；

（2）一次测量就可以获取整个光纤区域内被测量的一维分布图，将光纤架设成光栅状，就可测定被测量的二维和三维分布情况；

（3）系统的空间分辨力一般在米的量级，因而对被测量在更窄范围的变化一般只能观测其平均值；

（4）系统的测量精度与空间分辨力一般存在相互制约关系；

（5）检测信号一般较微弱，因而要求信号处理系统具有较高的信噪比；

（6）由于在检测过程中需进行大量的信号加法平均、频率的扫描、相位的跟踪等处理，因而实现一次完整的测量需较长的时间。

分布式光纤传感技术一经出现，就得到了广泛的关注和深入的研究，并且在短短的时间里得到了飞速的发展。由于分布式光纤传感技术能够实现大范围测量场中分布信息的提取，因而它可解决目前测量领域的众多难题，如：分布式温度传感器可用于大中型变压器、发电机组和油井的温度分布测量，大型仓库、油库、高层建筑、矿井和隧道的火灾防护及报警系统等领域；分布式应力传感器可用于桥梁、堤坝等设施的安全检测，航空、航天飞行器等大型设备老化程度的检测，智能材料制备等领域。然而，为了实现快速、稳定、可靠及高精度的测量，仍需要进行多方面的研究。今后的

研究重点也将主要放在以下几个方面[3]：

（1）实现单根光纤上多个物理参数 (温度和应变)或化学参数的同时测量；

（2）提高信号接收处理系统的检测能力，提高系统的空间分辨力和减小测量不确定度；

（3）提高测量系统的测量范围，减少测量时间；

（4）新的传感机理的研究。

1.2 分布式光纤测温系统综述

1.2.1 引言

传统测温多用热敏电阻等构成点式和准分布式温度传感器。由于点式光纤温度传感器只能测试一小部分区域内的温度状态，而对于某些特定场合（如飞行器、大型结构等）迫切需求对温度场的空间分布状态进行准确测量和实时监控，此时虽然可以用多个点式温度传感器的阵列进行测试，但其测试过程复杂，且不经济、不准确、不可靠。而且对于某些特殊的工业环境（如易燃易爆、高电压、大电流、强电磁干扰等），以电信号为工作基础的温度传感器则无能为力。光纤本身的电绝缘性、几何易变性及其固有的大传输带宽等优点，使得光纤温度传感器突破了电温度传感器的限制。分布式光纤测温系统（DOFTS）与传统的传感器相比具有以下优点[6]：集传感与传输于一体，可实现远距离测量与监控；一次测定就可以获取整个光纤区域的一维分布图；能在一条长达数千米的传感器光纤环路上获得几百甚至几千条信息，因此单位信息成本大大降低；测量范围宽，具有高空间分辨率和高精度；在具有强电磁干扰或易燃易爆以及其它传感器无法接近的严酷环境下，更是具有无可比拟的优点。因此，人们对分布式光纤温度传感器寄予了很大的希望。

分布式光纤测温系统通常是将光纤沿温度场排布，测量光在光纤中传输时所产生的携带温度信息的散射光，同时采用 OTDR 技术，就可对沿光纤传输路径上的温度空间分布和随时间变化的信息进行测量或监控。在分布式光纤温度传感器中主要涉及的是光纤中的以下三种散射[7][9]：由光纤中折射率不均匀性引起的瑞利散射（Rayleigh Scattering）、由光学声子引起的喇曼散射（Raman Scattering）和由声学声子引起的布里

渊散射（Brillouin Scattering）。

1.2.2 光纤中的散射

一般认为光纤在通信和测量中是一种无源介质。但在非线性领域，光纤却表现出明显的有源特性。在光的非弹性散射中，光被传输介质的分子振荡和旋转所调制，因而光的能量可能被介质吸收，也可能从介质中释放出来。在纯经典理论中，这种现象被解释为多普勒效应，即光线被运动的微观粒子散射。但是为了准确地说明其实质，必须运用量子物理的理论[9][10]。

当光子入射到一个分子上时，如果光子的能量等于该分子某个能级的跃迁能，则有可能将该分子转变到激发态，如果不等于该能级的跃迁能，其差值 ΔE 位于该跃迁能与最接近的实际状态之间，则该分子可能被推到虚拟激发态（Virtual Excited State）。在图 1.1 中，E' 为虚拟激发态，ν_p、ν_s、ν_a 分别对应瑞利散射光、Stokes 光、反 Stokes 光的频率。在绝大多数情况下，受激分子将从虚拟激发态返回基态（图 1.1 中的 E_0）。在这种情况下，重新发射的光子与入射光子具有相同的能量或频率，称为瑞利散射，因为没有涉及到频率的变化，属于弹性散射。因此，瑞利散射是光纤中的最强的散射过程，但它也大约只是入射光的-45dB[7]。物理上来讲，瑞利散射是由光纤中非传播的局域密度的不均匀和成分的不均匀所致，这种不均匀性是在拉纤的过程中形成的。

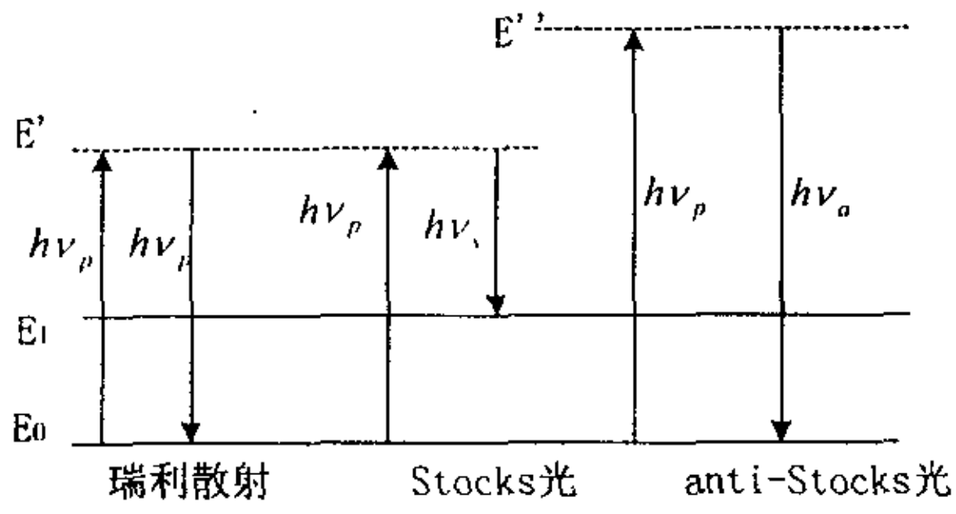


图 1.1 散射能级跃迁

实验和理论都发现，玻璃（它是组成光纤的主要成分）的瑞利散射系数的温度灵敏度极其微弱。然而，在某些液体中这种温度灵敏度却很强，例如在苯（Benzene）中，其温度灵敏度高达 0.033dB/K[7]。在 1983 年，Hartog 发明了第一个使用液体纤芯的光纤分布式温度系统[7]。但是，液芯系统在制作和使用上都很不方便，并且其温度测量范

围非常有限（大约为-22℃~ +120℃），还有寿命不能保证的问题。因此随着基于其它机理的使用普通全固光纤传感系统的出现，这类液芯光纤系统已被淘汰。

处于虚拟激发态的分子，有一小部分（约 10^{-6}）将回到某个激发态（E_1），因此再发射的光子能量（频率）比入射光子能量（频率）低，频率为 $\nu_0 - \Delta\nu$（ν_0 是入射光的频率，$\Delta\nu$ 为偏移频率），这种光子称为 Stokes 光子。但有时入射光子与已处于激发态的分子碰撞，把该分子推到某个虚拟激发态（E''），然后再跃迁到基态，此时发射的光子具有较高的能量（频率），频率为 $\nu_0 + \Delta\nu$，称为 anti-Stokes 光子。如果这种非弹性散射是由个别分子运动引起的，我们称之为喇曼（Raman）散射，由于发生了能量转换，因此散射光波长与入射光波长不同，出现了比入射光波长短的 anti-Stokes 散射光和比入射光波长长的 Stokes 散射光 [10]。

描述喇曼散射光特性的主要参数 $\Delta\gamma$（偏移波数）是由光学声子的能量 ΔE 决定的[9]：

$$\Delta E = h \cdot c \cdot \Delta\gamma \tag{1.1}$$

式中，h 为普朗克常数，c 为真空中的光速。

在受激喇曼散射阈值之下，喇曼散射的强度随温度变化的公式为[9]：

$$I_s \propto 1 + n(\Delta\gamma, T) \tag{1.2}$$

$$I_a \propto n(\Delta\gamma, T) \tag{1.3}$$

而

$$n(\Delta\gamma, T) = \frac{1}{\exp(h \cdot c \cdot \Delta\gamma / kT)} \tag{1.4}$$

式中：I_s、I_a 分别为 Stokes 光和 anti-Stokes 光的光强，T 为绝对温度，k 为玻耳兹曼常数。

anti-Stokes 光比 Stokes 光弱得多，但是 anti-Stokes 光对温度的灵敏度比 Stokes 光高。起初，人们使用 anti-Stokes 光获得温度信息，但是这种单波长测量方式受到激光器注入功率波动、光纤尺寸变化、弯曲应力衰减不均匀性等因素的影响。因此，可以使用 anti-Stokes 光与温度灵敏度低的 Stokes 光的强度比作为与温度相关的函数：

$$r = \frac{I_a}{I_、} \propto \exp(-h \cdot c \cdot \Delta\gamma / kT) \tag{1.5}$$

这一比值不受除温度以外的任何外界扰动的影响。对于石英光纤，其在室温下的温度灵敏度高达 0.8%/K[7]。

另外，Raman 散射光谱与入射光的波长相隔足够远（比布里渊散射的频移大得多），这样就能很容易地提取 Raman 光谱。再者，可以使用相对较便宜的标准多模光纤作为传感光纤。1985 年，Dakin 等人首次用氩离子激光器和 100 米长的光纤在 77～800K 的温度范围内演示了这种分布式测温方法的可行性[8]，其系统构成大致如图 1.2。取得了空间分辨率为 5m，温度精度为 10K 的结果。进而他们又使用半导体激光器和 APD 构成更加紧凑、更加便宜的传感系统。1987 年，英国 York 公司推出了世界上第一套商品化的系统，采用波长 904nm 的脉冲半导体激光器，传感距离 2km，空间分辨率 7.5m，温度分辨率 1℃。

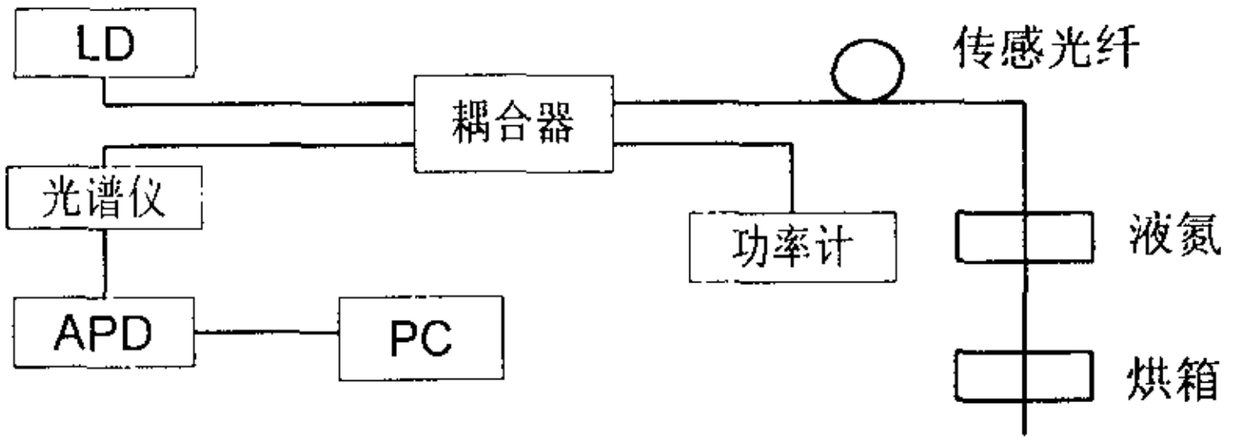


图 1.2　基于喇曼散射光比值的分布式光纤测温系统

自发 Raman 散射系统的主要缺点是散射光信号很弱，大约为入射光的 10^{-8}，比瑞利散射弱 3 个数量级，其中 anti-Stokes 光比 Stokes 光还要弱。这样弱的信号使得信号的检测和处理变得很困难，严重地限制了系统的性能指标。为此，人们研究和尝试了许多方法诸如提高注入光脉冲功率、使用高的重复频率和光子记数等技术来解决这一问题。

图 1.1 中的非弹性散射如果是由大量分子的整体运动（即声波）引起的，称为布里渊（Brillouin）散射。实际上，布里渊散射是喇曼散射的特殊情况[1]。Brillouin 散射是入射光与声波或传播的压力波（因此也是密度波）相互作用的结果。布里渊散射光相对于入射光的频移主要由介质的声学特性和弹性力学特性所决定，此外还与入射光频率和散射角有关[9]：

$$\Delta\nu = 2\nu_0 \frac{nV_B}{c}\sin(\frac{\theta}{2}) \tag{1.6}$$

式中：ν_0 为入射光频率，V_B 为介质中的声速，n 为光纤介质的折射率，c 为真空中光速，θ 为散射光与入射光的夹角。

由式（1.6）可知，当 $\theta = \pi$ 时，即后向散射时，频移量 $\Delta\nu$ 最大，为 $2\nu_0 \frac{nV_B}{c}$。

简单的说，这个传播的压力波等效于一个以一定速度 V_B（且具有一定频率 Ω_B）移动的密度光栅，因此，Brillouin 散射可看作是入射光在移动的光栅上的散射，多普勒效应（Doppler effect）使得散射光的频率不同于入射光。散射光的频移与 Ω_B 有关，而 Ω_B 与散射介质温度、应力等因素有关。因此，通过检测散射光的频率就可以间接地知道散射介质的温度、应力等情况。

自发散射过程指的是引起光散射的介质的某种扰动（通常是介电常数）是由热激励或量子机制的零点效应引起的；受激散射过程是指这种扰动的存在是由于光场的存在通过非线性效应引起的。对于自发 Brillouin 散射，密度光栅的频率 Ω_B（或称 Brillouin 频率）和幅度都是由热激励决定的，数值很小，散射光的强度也很弱，检测非常困难。至今仍很少见到使用自发 Brillouin 散射的报道。如果在光纤两端相向入射脉冲光和连续光（探测光），利用两束光之间的受激布里渊散射作用，可得到比自发布里渊散射大 3~4 个数量级的信号[9]。

1990 年，Horiguchi 等人制成了第一个基于受激 Brillouin 散射机理的分布式光纤测温系统，实验装置如图 1.3 所示[7]。调整连续光频率，当使得光纤中的某个位置满足脉冲光频率 ν_p 与连续光频率 ν_{cw} 的频差 $\Delta\nu$ 等于光纤的布里渊散射频率 Ω_B 时，脉冲光的能量能够最有效地转换到连续光上，寻找探测光（连续光）强度最大时的 $\Delta\nu$ 就可以知道光纤上某点的温度信息。

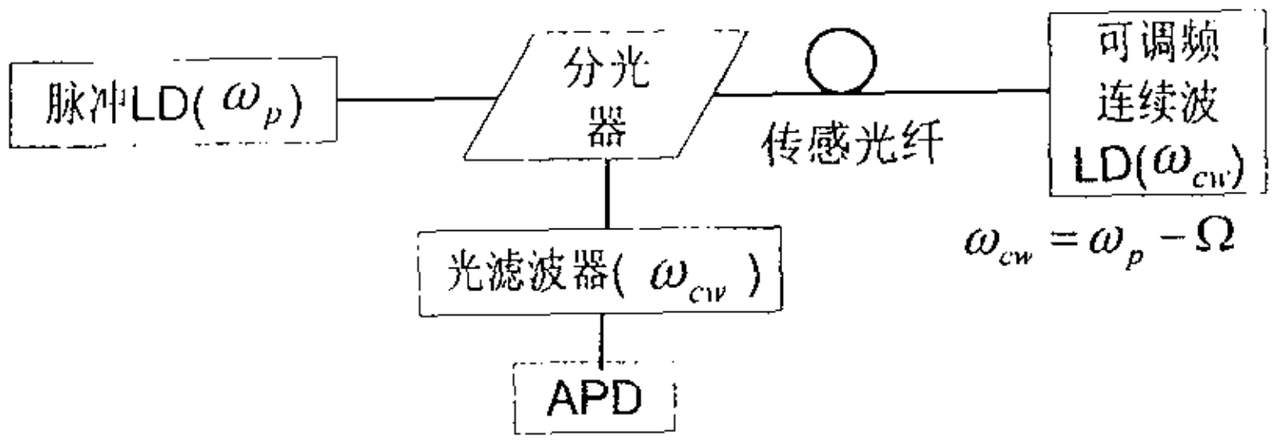


图 1.3　基于受激 Brillouin 散射机理的分布式光纤测温系统实验装置

受激 Brillouin 散射系统只使用很小的注入功率（~几个 mW）就能实现长距离、高温度分辨率测量，使它显得十分诱人。但是，受激 Brillouin 系统的的极限空间分辨率仅为 5 米左右，远低于 Raman 系统的极限空间分辨率（约 4cm）[7]。而且该系统在制造和使用上既复杂又昂贵[7]。至今世界上仍未出现基于受激 Brillouin 散射的分布式光纤测温的商业化产品，其实用化还需经历相当阶段的发展。

1.2.3　课题来源与性能要求

我们对分布式光纤测温系统的研究来源于北航电子工程系 202、207 教研室与某石油部门签订的研制一个测量油井各个深度温度的系统的项目。通过测量油井各个深度上的温度分布，可以推算出油层的位置、含油的质量等对石油开采至关重要的信息。因此，油田温度的精确测量具有极大的经济效益。

以往对油井温度的测量都是采用点式温度传感器在整个油井深度范围上来回移动，以测得温度场的分布。这种传统方法由于探头会对井内温度环境产生干扰，测量的温度不够精确，而且费时费力。如果使用多个点式传感器构成一个准分布式传感器，不仅费用昂贵，而且连线和调试非常麻烦，其性能价格比是很低的。这时使用光纤完全分布式温度传感器显然是最有效的方法。

根据实际需求，对系统提出的性能指标为：测量距离：2km；距离分辨率：1m；温度测量范围：0~370℃；温度分辨率：1℃；测量时间：8 分钟。

1.2.4　系统方案选择

综上分析，基于自发 Raman 散射和受激 Brillouin 散射的系统代表了当今分布式温度传感发展的两大主流。从理论上来讲，Raman 系统的极限空间分辨率很高（~*cm* 量

级），但要求很高的输入功率；对受激 Brillouin 系统，使用 *mW* 量级的输入功率就可以实现很长跨度（~百公里）的分布测量，但它的极限空间分辨率有限（~5 米）。

就实际应用来讲，Raman 系统已较成熟，且已有了性能指标都很优越的商品，而在这方面受激 Brillouin 系统还差一些。 鉴于以上分析，我们选择了基于自发喇曼（Raman）散射的技术方案。

1.3 内容安排及主要工作

本论文共分七章，各章节的内容安排如下：

第一章为绪论。介绍了光纤传感器的特点、分类、应用、机理，并阐述了基于后向喇曼散射的分布式光纤测温系统的研究背景、意义和方案选择。

第二章介绍分布式光纤测温系统的测温原理。包括光时域反射技术、自发喇曼散射、比例测温原理和系统分辨率分析等。在前人工作的基础上，推导了温度分辨率的公式，可作为参考。

第三章讨论系统的总体设计。主要对系统的结构、部件的参数和系统的关键技术进行讨论。着重讨论了接收机的信噪比分析。

第四章主要作了光发射机的参数预算。

第五章介绍了大电流窄脉冲光发射机的设计、制作与数学模型。

第六章研究了目前很有发展前途的一种改进方案：将扩频技术应用于分布式光纤测温系统中，提高系统的信噪比和温度分辨率，为研制更长距离、更高温度分辨率和距离分辨率的系统作了理论上的分析。

第七章提出了互补相关分布式光纤测温系统的设计实现方案和技术指标。

本论文的主要工作为：

1. 论述计算了基于后向喇曼散射的分布式光纤测温系统总体设计的方法和系统的某些关键技术，在前人工作的基础上推导了系统温度分辨率的公式。
2. 光发射机是本系统的关键组成部分，它的参数直接决定着系统的测量性能。本文利用高频小功率晶体管的雪崩效应设计激光器的大电流窄脉冲驱动电路，对该电路建立了数学模型，并对电路参数进行了仿真。实验制作了产生宽度约为

10 纳秒，峰值约 20 安的脉冲的驱动电路。仿真结果与实验基本吻合。因此，对于类似的纳秒量级高速脉冲产生电路的设计具有一定的指导意义。

3. 针对传统的单脉冲系统存在的固有矛盾和问题，研究了在分布式光纤测温系统中应用扩频技术以提高温度分辨率的可行性，深入研究了码型选择和系统分辨率的改善程度，在理论和数值仿真两个方面论证了设计互补相关分布式光纤测温系统（CCDOFTS）的可行性和有效性。这是喇曼型分布式光纤测温系统的主要研究和发展方向之一。
4. 作为课题组的主要成员之一，参与了系统实现过程中的大量实验工作。主要是正高压电源、负高压电源、ADC 变换器、光接收机、恒温槽等等一些设备的设计、系统的组装和总调试、系统实际测温实验。

第二章　基于后向喇曼散射的分布式光纤测温系统原理

2.1　光时域反射仪原理

光时域反射（Optical Time Domain Reflection，简称 OTDR）技术主要用于测试整个光纤链路的衰减并提供与长度有关的衰减细节，具体表现为探测、定位和测量光纤链路上任何位置的事件（事件是指因光纤链路中熔接、连接器、弯曲等形成的缺陷，其光传输特性的变化可以被测量）。OTDR 的原理如图 2.1 所示：

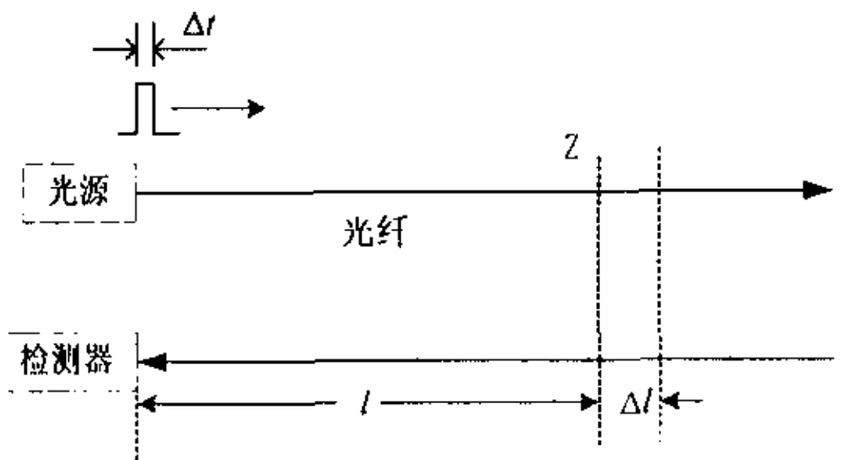


图 2.1　OTDR 原理图

OTDR 的工作过程是光源发射一个很窄的高强度光脉冲，注入光纤，光在光纤中传播时会产生后向散射光。经过一段时间，后向散射光返回并被检测到。当光脉冲注入光纤的那个时刻开始计时，光在 Z 处散射后再返回入射点，光纤中产生散射的位置和该点散射光返回的时间有以下关系：

$$l = \frac{1}{2} \cdot v \cdot t = \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{n} \cdot t \tag{2.1}$$

其中：t 为光脉冲返回光注入点的时间，l 为发生散射的光纤的位置，c 为真空中的光速，v 为光纤中的光速，n 为光纤的折射率。

图 2.1 中，由于光脉冲有一定持续时间 Δt，在 t 时刻，检测器检测到的光能量并不是 l 点处的后向散射能量，而是 $[l, l + (v \cdot \Delta T)/2]$ 这段光纤的后向散射能量。这表示 OTDR 的空间分辨率为：

$$\Delta L_1 = \frac{v \cdot \Delta t}{2} \tag{2.2}$$

由上面可知，不同时刻的回波对应于不同的距离产生的散射。因此，可以通过测量后向散射的时间函数来获取不同距离的后向散射信息。

2.2 喇曼散射

根据经典电磁场理论，由于光纤纤芯介质材料密度的微观变化和成分起伏等因素，入射光子和介质分子相互作用时，除因弹性碰撞产生与入射光同频率的瑞利散射外，由于介质的非线性效应，入射光子与分子还发生非线性碰撞。非线性碰撞过程中，光子与分子进行能量交换，光子的部分能量传递给分子，或者分子的振动和转动能量传递给光子，从而改变光子的频率，这一过程称为 Raman 散射。

若以量子理论来解释[10]，Raman 散射是由于入射的光子与光纤物质分子非弹性碰撞产生的。当基态的分子被入射光 $h\nu_0$ 激发到虚拟激发态，然后回到激发态，产生能量为 $h(\nu_0-\Delta\nu)$ 的喇曼散射（$\Delta\nu$ 为偏移频率），散射光子的频率为 $\nu_0-\Delta\nu$，这种散射称为斯托克斯（Stokes）散射；而处于激发态的分子被入射光 $h\nu_0$ 激发到虚拟激发态，然后回到基态，产生能量为 $h(\nu_0+\Delta\nu)$ 的喇曼散射，散射光子的频率为 $\nu_0+\Delta\nu$，这种散射称为反斯托克斯（anti- Stokes）散射。

喇曼散射就是由这两个不同波长的 Stokes 光和 anti-Stokes 光组成的，其波长偏移量是由光纤组成元素的固有属性决定的。由于喇曼散射是由光纤的组成和热振动作用决定的，所以散射光强度是与温度有关的。喇曼散射中斯托克斯光和反斯托克斯光的强度与温度的关系分别为[8]：

$$\text{Stokes 光：}\quad I_s \propto \left(\frac{1}{\exp(h\cdot c\cdot \Delta\gamma/kT)-1}+1\right)\cdot\lambda_s^{-4} \tag{2.3}$$

$$\text{anti-Stokes 光：}\quad I_a \propto \left(\frac{1}{\exp(h\cdot c\cdot \Delta\gamma/kT)-1}\right)\cdot\lambda_a^{-4} \tag{2.4}$$

式中：$\lambda_s=942nm$，Stokes 光波长；$\lambda_a=870nm$，anti-Stokes 光波长；$\lambda_0=905nm$，

入射光波长；$c=3\times10^{8}m/s$，真空中的光速；$h=6.63\times10^{-34}J\cdot s$，普朗克常数；$k=1.38\times10^{-23}J/K$，玻耳兹曼常数；$\Delta\gamma=1/\lambda_a-1/\lambda_0=1/\lambda_0-1/\lambda_s=4.4\times10^{4}m^{-1}$：石英光纤的喇曼偏移波数；$T$：绝对温度（K）。

将上两式在 T_0=300K（室温）处用泰勒级数展开：

$$I_s \propto 1+0.00096\Delta T$$

$$I_a \propto 1+0.0080\Delta T$$

可见反斯托克斯光在室温下的温度灵敏度达 0.8%，斯托克斯光则对温度不太敏感，这与以后的实验结果一致。

2.3 比例测温原理

anti-Stokes 光和 Stokes 光的强度与温度有关。如果单纯使用 anti-Stokes 光获得温度信息，会受到激光功率的波动、光纤损耗的不均匀性、弯曲应力衰减不均匀等因素的影响，无法实用化。因此，可以使用 anti-Stokes 光与温度灵敏度低的 Stokes 光的强度比为与温度相关的函数，它们的比 $R(T)$ 为[8][20]：

$$R(T)=C\cdot(\frac{\lambda_s}{\lambda_a})^{4}\cdot\exp(-\frac{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}{k\cdot T}) \tag{2.5}$$

其中：λ_a，λ_s 分别为 anti-Stokes 光和 Stokes 光波长，C 为与温度无关的系统常数，h 为普朗克常数，c 为真空中光速，$\Delta\gamma$ 为偏移波数，k 为玻耳兹曼常数，T 为绝对温度。

上式说明，给定波长的 $R(T)$ 只与散射点的绝对温度 T 和一些基本的物理常数有关。因此 $R(T)$ 很适合用来进行温度测量。只要测得光纤中返回的后向 anti-Stokes 散射光和 Stokes 散射光，就可以由他们的比推算出相应的温度了。将该式在 T_0=300K（室温）处用泰勒级数展开：

$$R(T)\propto 1+0.007\Delta T \tag{2.6}$$

式中 $T=T_0+\Delta T$，可见在室温下，该比值的温度灵敏度达 0.7%。

另一方面，为了进行分布式测量，还要采用 OTDR 技术，通过测量不同时间的后向散射光强之比来获取不同距离的温度信息。

2.4 系统分辨率分析

决定分布式光纤测温系统性能的三个重要参数是：空间分辨率 ΔL 、温度分辨率 ΔT 、测量时间 Δt 。

2.4.1 空间分辨率

空间分辨率是沿光纤长度分布的温度场进行测量所能分辨的最小空间单元。在前面已经讨论过，由脉冲光的持续时间 Δt 决定的 OTDR 系统的空间分辨率为：

$$\Delta L_1 = \frac{\Delta t \cdot v}{2} \tag{2.7}$$

数据处理部分，A/D 的采样时间间隔 t_s 决定的空间分辨率为：

$$\Delta L_2 = \frac{t_s \cdot v}{2} \tag{2.8}$$

用响应时间来表征光检测器件对光信号的响应速度的快慢。半导体光电二极管响应时间的长短主要受 P-N 结的结电容、光生载流子在作用区内的 P 区和 N 区中的扩散时间、光生载流子在耗尽层的渡越时间三方面因素的制约。由光检测器响应时间 τ 决定的系统空间分辨率为[21]：

$$\Delta L_3 = \frac{\tau \cdot v}{2} \tag{2.9}$$

故传感器系统的空间分辨率为：

$$\Delta L = \max(\Delta L_1, \Delta L_2, \Delta L_3) = \max(\frac{\Delta t \cdot v}{2}, \frac{t_s \cdot v}{2}, \frac{\tau \cdot v}{2}) \tag{2.10}$$

其中：ΔL 为系统的空间分辨率，Δt 为光脉冲宽度，τ为接收机的响应时间，t_s 为 A/D 变换器的采样间隔时间，v 为光纤中的光速。

2.4.2 温度分辨率

温度分辨率 ΔT 是分布式光纤温度传感器另一个极其关键的指标，它描述了传感器系统准确测量物理量的程度。本系统是从 anti-Stokes 光和 Stokes 光的光强的比值得到传感温度信息。两者的比值为：

$$R(T)=\frac{I_a}{I_s}=\frac{P_a}{P_s}=C\cdot(\frac{\lambda_s}{\lambda_a})^4\cdot\exp(-\frac{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}{k\cdot T}) \tag{2.11}$$

对上式求微分得：

$$\frac{dR}{R}=\frac{dP_a}{P_a}-\frac{dP_s}{P_s} \tag{2.12}$$

可将式(2.12)的各项分子看作噪声[22]，$|dP_a|=n_a$，$|dP_s|=n_s$，且 dP_a 与 dP_s 线性无关，对式(2.12)两边平方再取期望值可得到：

$$\left|\frac{dR}{R}\right|=\sqrt{\left(\frac{dP_a}{P_a}\right)^2+\left(\frac{dP_s}{P_s}\right)^2} \tag{2.13}$$

将式(2.11)的结果代入上式：

$$\left|\frac{dR}{R}\right|=\frac{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}{k\cdot T^2}|dT|=\frac{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}{k\cdot T^2}\Delta T \tag{2.14}$$

综合上式，将 $|dP_a|=n_a$，$|dP_s|=n_s$ 代入可得到[22]：

$$\Delta T=\frac{k\cdot T^2}{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}\sqrt{\left(\frac{n_a}{P_a}\right)^2+\left(\frac{n_s}{P_s}\right)^2} \tag{2.15}$$

电噪声的有效电压值定义为噪声电压的的均方根值：

$$\begin{aligned}V_n&=\left(\overline{V_n^{i2}}\right)^{1/2}\\&=\left(\sum_{i=1}^{m}V_n^{i2}/m\right)^{1/2}\end{aligned} \tag{2.16}$$

式中：V_n^i 表示第 i 次测量时的噪声电压，m 是测量次数。在数据处理单元中采用时域累加平均技术，进行 N 次累加。由于噪声的非相关性，电噪声的有效值减少了 $\sqrt{N}$ 倍，故信噪比改善了 $\sqrt{N}$ 倍。使用 APD 的光接收机，光电流大小为：

$$I_p = MRP_m = R_{APD}P_m \tag{2.17}$$

式中 $R_{APD} = MR$ 是 APD 的响应度，M 为雪崩倍增因子。故 $I_p \propto P_m$，因此折合成光的信噪比也改善了 $\sqrt{N}$ 倍。

因此有：
$$\Delta T = \frac{k \cdot T^2}{\sqrt{N} \cdot h \cdot c \cdot \Delta\gamma} \sqrt{\left(\frac{n_a}{P_a}\right)^2 + \left(\frac{n_s}{P_s}\right)^2} \tag{2.18}$$

在实际系统中，Stokes 光的信噪比比 anti-Stokes 光的信噪比高得多，即：

$$\left(\frac{n_a}{P_a}\right)^2 >> \left(\frac{n_s}{P_s}\right)^2 \tag{2.19}$$

因此：
$$\Delta T = \frac{k \cdot T^2}{\sqrt{N} \cdot h \cdot c \cdot \Delta\gamma} \left(\frac{n_a}{P_a}\right) \tag{2.20}$$

由上式可知，温度分辨率 ΔT 和 anti-Stokes 光信噪比 $\frac{P_a}{n_a}$ 成反比，因而提高系统温度分辨率的关键在于提高信号的信噪比，可以通过提高入射光功率、增加累加次数、降低接收机噪声等方法来实现。

2.4.3 测量时间

测量时间（有的文献又称为时间分辨率）Δt 指的是系统对指定温度场完成指定的温度分辨率测量所需要的时间，显然：

$$\Delta t = \frac{N}{f} \tag{2.21}$$

N 为累加次数，f 为光发射机脉冲的重复频率。

第三章　分布式光纤测温系统设计

3.1　系统结构

根据前面对自发 Raman 散射和 OTDR 技术等的分析，可以得到系统的结构框图如图 3.1 所示。

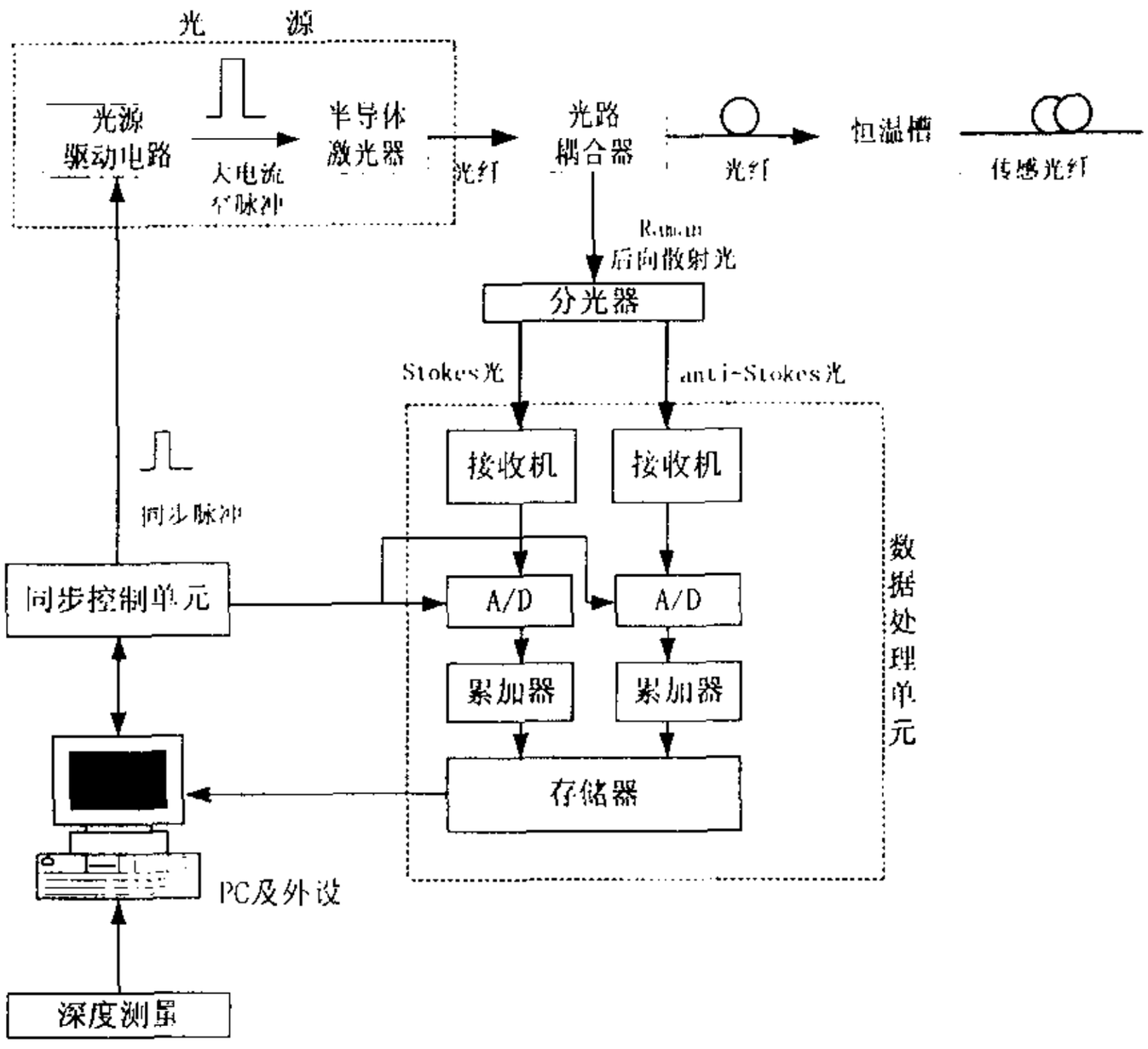


图 3.1　系统基本组成结构框图

3.2　系统工作过程

由计算机控制同步控制单元产生同步触发脉冲，启动半导体激光器（LD）的驱动源产生一大电流的窄脉冲，该脉冲驱动半导体激光器产生大功率的光脉冲，从 LD 尾纤输出的光脉冲要经过光路耦合器后再进入一段被放在恒温槽中的光纤，然后进入传感光纤。

当光在传感光纤中发生散射后，其携带温度信息的 Raman 后向散射光再次经过定向耦合器耦合到接收通道，进行光滤波，滤掉较强的瑞利后向散射光，取出 anti- Stokes、Stokes 两路不同于发射波长的光信号，耦合至分光器。分光器由二个不同中心波长的滤光片组成，它们分别滤出 Stoke 光与 anti-Stokes 光，并且将它们送入数据处理单元。

在数据处理单元中，光信号首先经过 APD 组成的光电转换器，转换为电信号，再进行放大。计算机发出同步脉冲启动 LD 驱动源后，启动 A/D 转换器工作，将放大后的 anti-Stokes、Stokes 两个通道的电信号数字化并写入相应的存贮单元。由于 Raman 散射光十分微弱，所以光电转换后，淹没在噪声中的 Stokes 光与 anti-Stokes 光的电信号要通过累加器进行多次累加平均，提高信噪比后才能被识别出。通过接口电路，计算机将存贮器中存贮单元的内容读进计算机，与对应地址的存贮单元的内容作线性累加。然后计算机再次送出同步触发脉冲，重复上述过程 N 次后，实现了数字平均，电信号的信噪比提高了 $\sqrt{N}$ 。

然后，这些代表了温度信息的强度值送入计算机中，通过参照温度标定值的计算得到整个沿光纤分布的待测温度场情况，并显示在显示屏上，亦可由打印机打印出来。

根据本项目的实际，还需要一个深度测量系统用来获取光纤在油井内实际下放的深度。

3.3 光源

光源部分的功能是产生大功率的光脉冲输入到传感光纤中。光源部分中主要有波长选择、大电流窄脉冲激光器的驱动电路设计等问题。下面对这些问题进行论述。

3.3.1 激光器波长的选择

后向喇曼散射光的强度和激光器（LD）的中心波长密切相关，所以应当选择合适的波长使喇曼散射光最强。同时，LD 的中心波长在很大程度上决定了滤光片等系统其他部件的参数，进而影响整个系统的性能参数。

Raman 后向散射非常微弱，决定了系统中心波长选择的根本原则是使回到光纤始端的散射信号强度最大。anti-Stokes 信号比 Stokes 信号弱；远端比近端信号弱。按照

以上的原则，可以得出系统的测温距离与最佳波长有以下关系[12][13]：

$$Z = \frac{10}{\ln 10} \cdot \frac{1}{A} \cdot \frac{\lambda_{opt}^4}{(1+\lambda_{opt} \cdot \Delta\gamma)+(1+\lambda_{opt} \cdot \Delta\gamma)^4} \tag{3.1}$$

其中：Z 为系统的测温距离，A 为与光纤有关的常数，λ_{opt} 为系统最佳波长，$\Delta\gamma$ 为偏移波数。变化规律如图 3.2 所示。

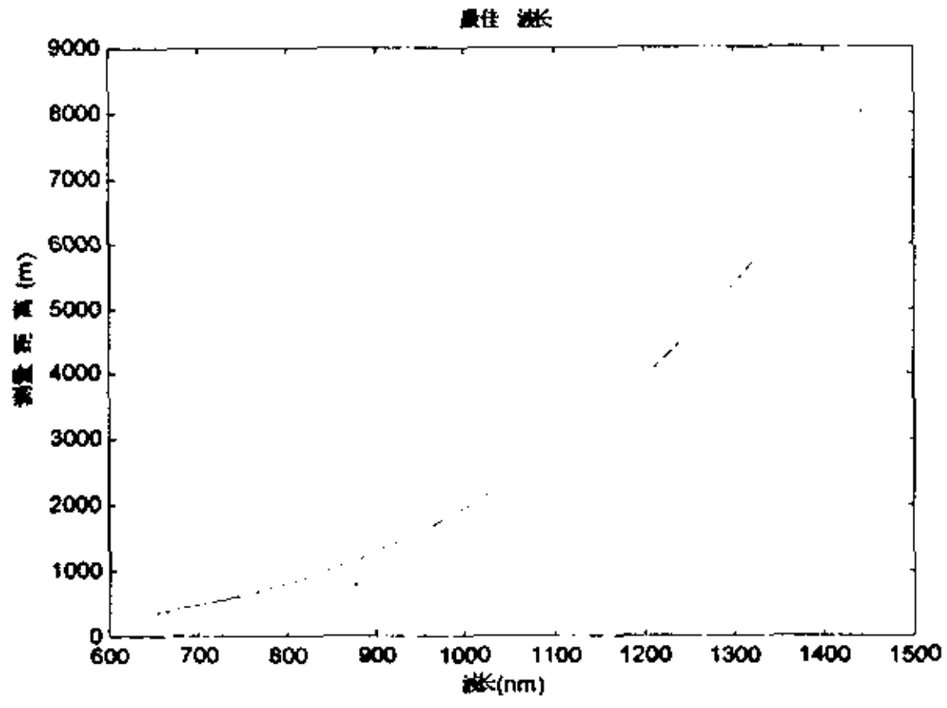


图 3.2　测温距离与波长的关系

从图 3.2 可以看出，对于给定的传感光纤和测温距离，从提高 anti-Stokes 信号强度的角度出发，系统有一个最佳的中心波长。大于或小于这个波长，都会减弱 anti-Stokes 信号的强度。并且这个最佳波长随着测温距离的增大而增大。

这里的 λ_{opt-Z} 只是在距离为 Z 的那个测量点处的最佳中心波长，对于其他测量点，λ_{opt-Z} 并不是最佳的。从有利于测量的角度出发，系统波长的选择应该使回到光纤始端的光纤末端的 anti-Stokes 信号的强度最大。

在选择系统中心波长时，还应该考虑到系统中心波长的选择对系统的温度灵敏度、工作稳定性等也有一定影响。在系统测温距离一定的情况下，系统的波长越长，温度灵敏度越高；系统的波长越短，工作稳定性越好[12][13]。另外，LD 中心波长应落在接收机的 APD 的光谱的响应范围的平坦区域内。

3.3.2　激光器驱动电路的参数选择与设计

LD 的大电流窄脉冲驱动电路在整个系统中占有极其重要的地位，主要有脉冲功

率、脉冲宽度、脉冲重复频率等参数的计算，实际电路设计等。其中具体的内容将在下一章作详细的分析。

3.4 分光装置

分光部分主要由 1×3 耦合器和 Stokes 滤光片、anti-Stokes 滤光片组成。1×3 耦合器的作用是：将注入光脉冲按一定的耦合效率耦合进光纤，并将光纤返回的后向散射光按预定分配比例输入 Stokes 滤光片和 anti-Stokes 滤光片；滤光片分别滤出 Stokes 散射光和 anti-Stokes 散射光送往接收机以获取温度信息。分光装置的主要问题是光定向耦合器分光比的设计和滤光片的设计。

3.4.1 光耦合器设计

1×3 耦合器的结构如图 3.3 所示。

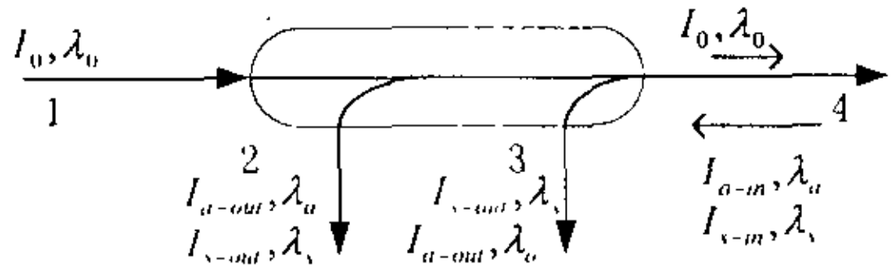


图 3.3 1×3 光路耦合器

设 2、3、4 端的分光比分别为 U_s、U_a 、U_0，则有：

$$U_0 + U_s + U_a = 100\% \tag{3.2}$$

为了获得尽可能大的散射光，分光比应该使$U_0 \cdot (U_s+U_a)$最大[12]，由式(3.2)可以得出：

$$U_0 = 50\%\ ,\quad U_a + U_s = 50\% \tag{3.3}$$

从系统工作的角度，希望输入接收机的 Stokes 和 anti-Stokes 光功率相同。一般情况下斯托克斯和反斯托克斯滤光片的能量利用率相同，则要求：

$$P_a = P_s \tag{3.4}$$

其中 $P_a = P_{a-in} \cdot U_a$，$P_s = P_{s-in} \cdot U_s$

从式(3.3)、(3.4)可以得到：

$$U_s = \frac{50\%}{1+\frac{P_{s-m}}{P_{a-m}}}, \quad U_a = \frac{50\%}{1+\frac{P_{a-m}}{P_{s-m}}} \tag{3.5}$$

光纤喇曼光谱实验数据表明：P_{s-m}比 P_{a-m}大 6dB 左右，代入上式，得[12]：

U_a=38%，U_s=12%

3.4.2 喇曼滤光片设计

喇曼滤光片设计的原则是：为了充分利用激光器的能量，希望滤光片的半峰值全宽（FWHM）尽量大；而从提高系统温度灵敏度的角度出发，要求滤光片对其他波长区间的抑制比尽量高，即滤光片的边缘陡峭。滤光片设计需要根据上面的两个约束条件确定中心波长和半峰值全宽 FWHM 等参数。运用运筹学中比较成熟的线性规划方法，可以得到滤光片的数学模型，确定滤光片的参数[12][14]。最终确定 FWHM=8nm。

对于实际系统而言，存在一个矛盾：因为即使同一型号的半导体激光器，他们的参数也有明显的不同。从提高系统性能的角度，希望针对每一个激光器设计一组滤光片；从经济性的角度，则希望对所有可用的激光器设计一组通用的滤光片。这时可以采用多元分析中常用的聚类分析方法将激光器归成几类，每一类激光器具有相近的光谱[12][15]。这样做能够在一定程度上兼顾系统性能和经济性。

3.5 光接收机

接收机由雪崩光电二极管（APD）及前放、主放大器组成，功能是实现微弱光信号的接收和放大。首先由 APD 完成光电转换，再由主放大器将电信号放大到合适的幅度输入到 A/D 转换器。其中主要有 APD 的有关问题、接收机指标设计等。

3.5.1 光接收机的噪声分析

喇曼散射光极其微弱，光接收机的输出信号淹没在噪声之中。光接收机的噪声主要由两部分组成[12][24]：光检测器的散粒噪声和光检测器负载电阻 R_L的热噪声。

（1）散粒噪声

APD 因为其内部的雪崩倍增效应使得其光电转换灵敏度比一般的光电二极管高得多，一般在 0.4~1.0μm 光谱范围内的微弱光信号检测中，APD 是优选检测器件[16][17]。PIN 光电二极管具有很低的噪声，但它不能放大信号，故信噪比小。APD 虽然噪声较大，但它的内部增益有利于提高整个系统的信噪比。由于后向散射信号非常微弱，因此采用 APD 作为光电转换器件。

APD 的倍增因子表示为[18]：

$$M = \frac{I_P}{I_{P0}} = \frac{I_2 - I_{d2}}{I_1 - I_{d1}} \tag{3.6}$$

式中：I_P 为 APD 倍增后的光电流，I_{P0} 是未倍增时的原始光生电流。若无倍增时和有倍增时，APD 电流分别为 I_1 和 I_2，则应当扣除当时的暗电流 I_{d1} 和 I_{d2} 才能求出 M。使用 APD 的光接收机，由于 APD 的内部增益使得光电流增大了 M 倍，即：

$$I_P = MRP_m = R_{APD}P_m \tag{3.7}$$

式中 $R_{APD} = MR$ 是 APD 的响应度。其散粒噪声功率为[12][24]：

$$\sigma_S^2 = 2qM^2F_A(RP_m + I_d)\Delta f \tag{3.8}$$

式中：Δf 是接收机带宽，q 是电子电荷，M 为雪崩倍增因子，I_d 是暗电流，由下式给出：

$$I_d = I_0 \exp\left(\frac{qN}{kT}\right) \tag{3.9}$$

式中：N 为离化能，k 为玻耳兹曼常数。

F_A 是 APD 的过剩噪声指数，它是 M 的函数，由下式给出：

$$F_A(M) = k_A M + (1 - k_A)(2 - \frac{1}{M}) \tag{3.10}$$

式中 k_A<0.5 是离化率比。对于电子控制的雪崩过程，空穴电离率小于电子电离率（$\alpha_e > \alpha_h$），$k_A = \alpha_h / \alpha_e$；对于空穴控制的雪崩过程，$\alpha_h > \alpha_e$，$k_A = \alpha_e / \alpha_h$。

（2）热噪声

由于电子在光电二极管负载电阻 R_L 上随机热运动，即使外加电压为零时，也会产生电流的随机起伏，这种附加的噪声成分就是热噪声，其功率为[24]：

$$\sigma_T^2 = (4kT / R_L)\Delta f \tag{3.11}$$

该噪声经过放大器后要放大 F_n 倍，这里 F_n 是放大器噪声指数，于是上式变为：

$$\sigma_T^2 = (4kT / R_L)F_n\Delta f \tag{3.12}$$

因此，总的噪声电流功率为：

$$\sigma^2 = \sigma_S^2 + \sigma_T^2 = 2qM^2F_A(RP_{in} + I_d)\Delta f + 4(kT / R_L)F_n\Delta f \tag{3.13}$$

在实际的接收机中，当热噪声和散粒噪声都存在时，APD 接收机的信噪比为[24]：

$$SNR = \frac{I_P^2}{\sigma_S^2 + \sigma_T^2} = \frac{(MRP_{in})^2}{2qM^2F_A(RP_{in} + I_d)\Delta f + 4(kT / R_L)F_n\Delta f} \tag{3.14}$$

由 Si-APD 与前放组件及多级放大器组成的光接收机典型参数为：$R = 0.7\mu A / \mu W$，M=50，$R_L = 1\times10^4\Omega$，$F_n = 2.56$，$I_d \approx 0$，$\Delta f = 50MHz$，$k_A = 0.4$。另外，$q = 1.6\times10^{-19}C$，$k = 1.38\times10^{-23}J/K$，测量温度 T=300K。

以此可以计算得到，信噪比随着入射光功率变化的曲线，如图 3.4 所示。另外，还可求出信噪比与倍增因子 M 的关系，如图 3.5 所示。

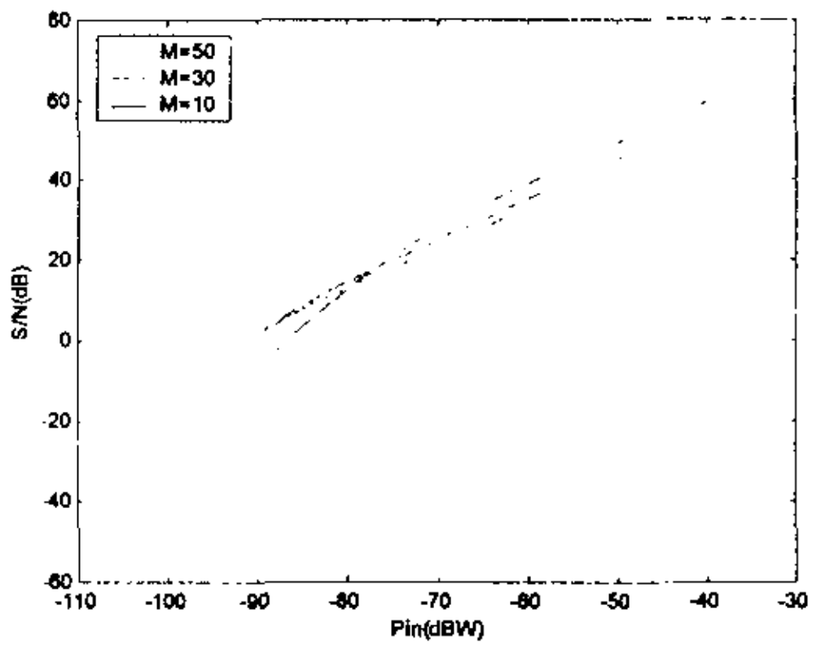


图 3.4　信噪比(dB)与输入光功率(dBW)的关系

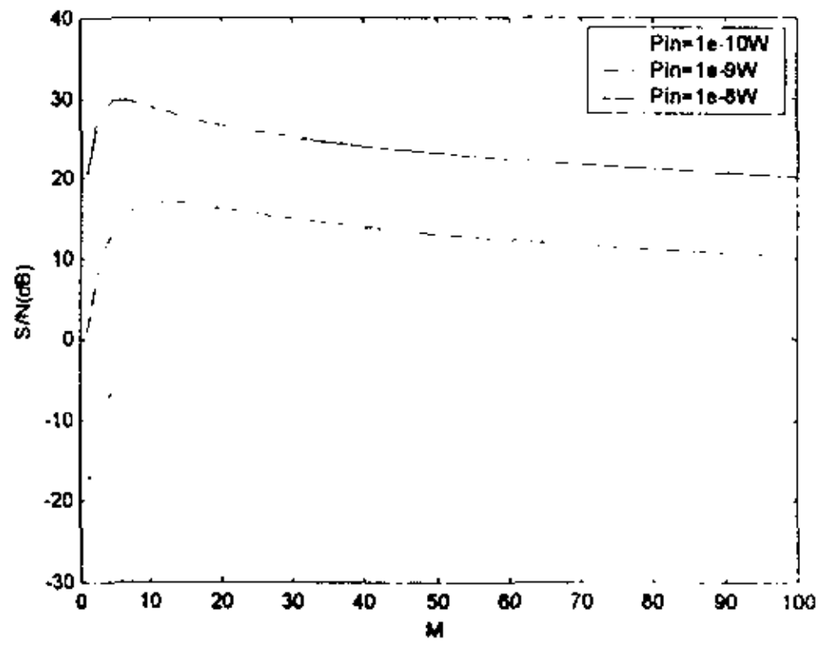


图 3.5　信噪比与倍增因子的关系

从图中可知，因为两种噪声的存在，信噪比与输入功率并非是严格的线性关系。

从信噪比公式可以看出，P_{in} 较小时，光接收机中的热噪声远大于散粒噪声；随着 P_{in} 增大，散粒噪声变为噪声的主要部分。计算结果如图 3.6 所示：

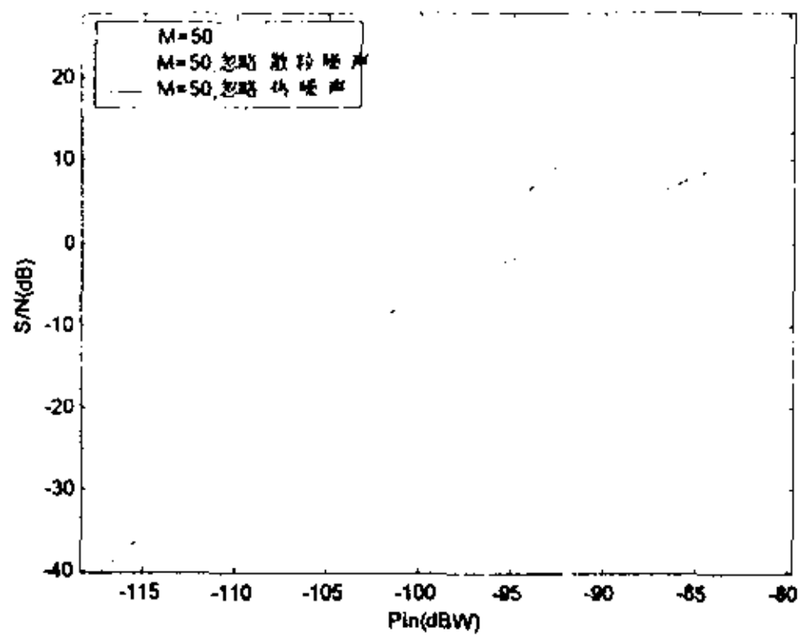


图 3.6　散粒噪声和热噪声

由计算结果，光功率<10^{-11}W 时，热噪声是噪声的主要成分，接收机是一个热噪声限制接收机；光功率>10^{-9}W 时，散粒噪声是噪声的主要成分，是一个散粒噪声限制接收机。这个分析结果在下一节和第四章中将会用到。

3.5.2　APD 最佳倍增因子分析

APD 的 M 随着偏压的增大而增加，但是倍增噪声也迅速增大[18]。倍增噪声又称为过剩噪声（excess noise），它与流过器件的电流有以下关系：

$$\overline{i_n^2} = 2eI_{P0}M^{2+x}B \tag{3.15}$$

式中：$\overline{i_n^2}$ 为噪声的均方值，e 是电子电荷，I_{P0} 是未倍增时的原始光生电流，x 称为过剩噪声指数，其值的大小决定于制作，$M^x = F$ 称为噪声因子，B 是噪声等效带宽。上式说明噪声随 M 和 x 的增大上升很快。从图 3.5 可以看出，倍增因子存在一个最佳的值，使系统的信噪比最大。APD 的增益选择得是否合适，直接关系到系统输出信号的质量。

APD 的最佳雪崩倍增因子定义为 APD 输出信噪比最大时对应的雪崩增益值。根据文献[19]的讨论，最佳值 M_{opt} 的计算公式为：

$$M_{opt}=\sqrt[3]{-\frac{b}{2}+\sqrt{\left(\frac{b}{2}\right)^2+\left(\frac{a}{3}\right)^3}}+\sqrt[3]{-\frac{b}{2}-\sqrt{\left(\frac{b}{2}\right)^2+\left(\frac{a}{3}\right)^3}} \tag{3.16}$$

式中：$a=\frac{1-k_A}{k_A}$，$b=-\frac{(4kT/R_L)F_n\Delta f+2eBI_0\exp[-eN_1/(kT)]}{KeBI_0\{1+\exp[-eN_2/(kT)]\}}$，$k_A$ 为离化率比，

N_1、N_2 为离化能，T 为绝对温度，k 为玻耳兹曼常数。从上式不难看出它与入射光功率、温度和偏置电压等密切相关。在本系统中，各测量点对接收机的入射光功率不同，对应各点的最佳倍增因子也不同。传感光纤最远端的信号最弱，故应当采用光纤末端的 APD 最佳倍增因子作为系统的最佳倍增因子。

3.5.3 光接收机的带宽

由接收机决定的系统空间分辨率为[21]：

$$\Delta L=\frac{\tau\cdot v}{2} \tag{3.17}$$

式中：ΔL 为系统的空间分辨率；τ为接收机的时间常数；v 为光纤中的光速。

根据空间分辨率的定义可知，当传感光纤中某点有温度变化时，后向散射光信号将有一上升沿，它对应于空间分辨率为 1m。根据光在普通光纤中的光速 $v=2.0\times10^8$，可得它对应于上升时间 10ns。

由经验公式，可得接收机带宽为：

$$B=\frac{0.35}{\tau}=\frac{0.35}{10ns}=35MHz \tag{3.18}$$

考虑到通带余量，可选择带宽 50MHz。

3.5.4 主放增益

对于光路方面，在考虑到光在光纤中的传播、耦合及自发喇曼散射的特性后，可得到返回光接收机的 anti-Stokes 光的光功率随温度变化的关系为[33][34][35]：

$$P_{as}(T)=0.5\cdot E\cdot v\cdot\theta_{as}\cdot\beta_0\cdot\exp\left[-(\alpha_p+\alpha_{as})Z\right]\cdot\exp(-hc\Delta\gamma/T\cdot k) \tag{3.19}$$

其中：$E=P_0\cdot\eta\cdot\Delta t$ 为入射光脉冲的能量，P_0 为入射光脉冲功率，η 为耦合效率，Δt

为光脉冲宽度； $v = c/n = 2\times10^8 m/s$ 为光纤中的光速； $\beta_0 = 3\cdot(NA)^2/8n^2$ 为光纤的集光系数，NA=0.29 为多模光纤的数值孔径， $\beta_0 = 0.014$ ； $\theta_{as} = 4\times10^{-6} m^{-1}$ 为 SiO_2 光纤在入射光波长为 905nm 时的 anti-Stokes 光的散射系数； α_p=0.48km^{-1} 为入射光在光纤中的衰减系数； α_a=0.56km^{-1} 为 anti-Stokes 光在光纤中的衰减系数； $\Delta\gamma = 4.4\times10^4 m^{-1}$ 为偏移波数；Z=2km 是光纤长度。

取激光器的峰值功率为 4.5W，脉宽 Δt =10ns， η=30%，注入光能量 $E = 15nJ$ ，则可得 T=273K 时末端 anti-Stokes 光功率为 $P_{\downarrow} = 1.02nW$ 。考虑到估算误差，大约为 nW 量级，不妨可设其典型值为 1nW。而 A/D 变换器的最大输入电压为 1V。本系统所使用的 APD 与前放的响应度为 1×10^6V/W，则主放增益应为 1×10^3。

3.5.5 动态范围

同样根据返回光接收机的 anti-Stokes 光的光功率随温度变化的关系：

$$P_{as}(T) = 0.5\cdot E\cdot v\cdot\theta_{as}\cdot\beta_0\cdot\exp\left[-(\alpha_p+\alpha_{as})Z\right]\cdot\exp(-hc\Delta\gamma/T\cdot k) \tag{3.20}$$

同样取 $E = 15nJ$ ，可以计算出最大、最小光功率为：

T=643K， Z=0m 时： $P_{as_max} = 84\cdot\exp(-1.04Z)\cdot\exp\left(-\frac{634.17}{T}\right) = 31.32nW$ ；

T=273K， Z=2000m 时： $P_{as_min} = 1.02nW$ 。

由上两式可求出接收机所需的最大可能的动态范围：

$$\alpha = 20\cdot\lg\left(\frac{P_{as_max}}{P_{as_min}}\right)=30\text{dB}$$

由于 anti-Stokes 光比 Stokes 光对温度的变化更敏感， anti-Stokes 光在光纤中的衰减系数比 Stokes 光更大（Stokes 光在光纤中的衰减系数 $\alpha_{\downarrow} = 0.39km^{-1}$ ），所以 anti-Stokes 光变化范围最大，它的动态范围就是接收机最大可能的动态范围。

3.6 温度标定部分

系统中需要已知传感光纤中某一段长度范围的准确的温度信息，将系统测得的anti-Stokes 光和 Stokes 光强度比与该段的比值作比较，从而得出被测区域的温度信息。这里主要讨论定标温度选择问题。在后向喇曼散射系统中，被测区域返回的 anti-Stokes 光和 Stokes 光的强度比为：

$$R(T)=\frac{I_a}{I_s}=(\frac{\lambda_s}{\lambda_a})^4\cdot\exp(-\frac{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}{k\cdot T}) \tag{3.21}$$

如果已知一个参考点的温度为 T_0，则该点的 anti-Stokes 与 Stokes 光之比为：

$$R(T_0)=\frac{I_{a0}}{I_{s0}}=(\frac{\lambda_s}{\lambda_a})^4\cdot\exp(-\frac{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}{k\cdot T_0}) \tag{3.22}$$

由(3.21)与(3.22)，可以有温度标定公式：

$$\frac{1}{T}=\frac{1}{T_0}-\frac{k}{h\cdot c\cdot\Delta\gamma}\cdot[\ln R(T)-\ln R(T_0)] \tag{3.23}$$

根据上式，就可以将系统测得的强度比转换为待测区域温度信息。

系统的温度分辨率与标定温度的精确度有关，由式可以得到：

$$dT=\frac{T^2}{T_0^2}\cdot dT_0 \tag{3.24}$$

上式说明了参考点的精度和系统的测温范围和测温精度之间的关系，可以作为确定参考点温度和精度的依据。由上式可以看出，标定温度越高，对标定温度精确度的要求越低，故应该选择尽量高的参考点温度。

第四章　光发射机参数预算

4.1　光脉冲宽度

光脉冲宽度主要根据系统的空间分辨率指标确定。空间分辨率是沿光纤长度分布的温度场进行测量所能分辨的最小空间单元。在第三章中已经讨论过，故传感器系统的空间分辨率为：

$$\Delta L = \max(\Delta L_1, \Delta L_2, \Delta L_3) = \max(\frac{\Delta t \cdot v}{2}, \frac{t_s \cdot v}{2}, \frac{\tau \cdot v}{2}) \tag{4.1}$$

其中：ΔL 为系统的空间分辨率，Δt 为光脉冲宽度，τ为接收机的响应时间，t_s 为 A/D 变换器的采样间隔时间，v 为光纤中的光速。

由上面公式可以看出，光脉冲的宽度限制了系统所能达到的最高空间分辨率。光脉冲越窄，能达到的空间分辨率越高。例如在普通多模光纤中 $v=2.0\times10^8$，要达到 1 米的空间分辨率，则脉冲宽度应满足 Δt =10ns。

当光在光纤中传输时，由于色散现象，脉冲宽度会展宽，从而降低系统的空间分辨率。当测试距离较长时，展宽现象比较明显，这时应适当减小输入光脉冲宽度，使展宽后的脉宽满足上面公式。因此，可以计算最长传输距离情况下脉冲的展宽情况[23]。

本发射机方案采用电容放电法产生高速脉冲，脉冲为高斯形，其波形的时域表达式为：

$$S_t(t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp(-\frac{t - t_c}{\sqrt{2}\sigma})^2 \tag{4.2}$$

式中：$A = \int_{-\infty}^{\infty} S_t(t)dt$ 为出现在 $t = t_c$ 时刻的最大总功率。

这个光脉冲是由多个模式（群）携带到达光纤上某个 z 点的，由于各个模式（群）的时延 τ_μ 各不一样，加之每个模式又由许多光载频所载荷（激光器有一定的谱线宽度 $\Delta\lambda$ ），因此情况十分复杂。通常用光脉冲均方根展宽 σ 作为时间上的展宽量。$S_t(t)$ 的

归一化一阶矩为：

$$M_1 = \langle t \rangle = t_c = \frac{1}{A}\int_{-\infty}^{\infty} tS_t(t)dt \tag{4.3}$$

该值是光脉冲$S_t(t)$到达 z 点处的平均时延。$S_t(t)$的归一化 m 阶中心矩为：

$$M_m^C = \frac{1}{A}\int_{-\infty}^{\infty}(t-t_c)^m S_t(t)dt \tag{4.4}$$

令上式的 m=2，可得到$S_t(t)$的归一化二阶中心矩为：

$$M_2^C = \frac{1}{A}\int_{-\infty}^{\infty}(t-t_c)^2 S_t(t)dt = \frac{1}{A}\int_{-\infty}^{\infty}(t^2 - 2tt_c + t_c^2)S_t(t)dt$$

$$= M_2 - t_c^2 = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 = M_2 - M_1 \tag{4.5}$$

$$令\ \sigma = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2} = \sqrt{M_2 - M_1} = \sqrt{M_2^C} \tag{4.6}$$

式中，$t = z\tau_P$，$z\tau_P$是该模式在给定波长的情况下，传输 z 长度所需的时间，τ_P是模式（群）的时延。σ称为光脉冲$S_t(t)$的均方根脉宽[23]。

另外，用光纤的带宽来描述光纤的色散特性。光纤的归一化传输函数为[22]：

$$\overline{H}(\omega) = h(\omega_0)\cdot\exp(-\frac{\omega^2}{2}\sigma_h^2)\cdot\exp(-j\omega t) \tag{4.7}$$

ω_0为中心角频率，$h(\omega_0)=1$。令

$$\left|\overline{H}(\omega_{3dB})\right| = h(\omega_0)\cdot\exp(-\frac{\omega_{3dB}^2}{2}\sigma_h^2) = \frac{1}{2}h(\omega_0) = \frac{1}{2} \tag{4.8}$$

可得到单根光纤的传输带宽[23]：

$$B_{3dB} = \frac{\sqrt{2\ln 2}}{2\pi\sigma_h} \approx \frac{0.187}{\sqrt{\sigma_{out}^2 - \sigma_{in}^2}} \tag{4.9}$$

实践证明，长度为 L 公里的光纤带宽为：$B_{3dB} = \frac{B_C}{L^r}$ (4.10)

式中：B_C（MHz·km）为光纤的带宽距离积，对于本系统使用的标准多模梯度型通信光纤，B_C一般>400MHz·km，L 为光纤长度（km），r 为带宽距离指数，对于本系

统使用的多模光纤 r=0.5~0.9，对于单模光纤，r=0.1。故已知光脉冲可以计算 σ_h。

设在光纤的输入点、散射点的均方根脉宽 σ 分别为：σ_p、σ_s。以幅度为峰值的 1/10 对应的宽度为高斯波形的脉宽 t_W，则有：

$$\frac{0.1A_s}{\sqrt{2\pi}\sigma_s}=\frac{A_s}{\sqrt{2\pi}\sigma_s}\exp\left(-\frac{t_W^2}{2\sigma_s^2}\right) \tag{4.11}$$

解得 $\sigma_s = 2.34ns$。再根据：

$$B_{3dB}=\frac{0.187}{\sqrt{\sigma_s^2-\sigma_p^2}}$$

取 r=0.5，L=2km，可得入射点的脉宽：

若 B_c=400 MHz·km，t_W=9.27ns

若 B_c=1GHz·km，t_W=9.89ns

因此，我们取光发射机的脉冲宽度为 9ns。

4.2 光脉冲功率预算

分布式光纤测温系统中的光功率的估算是一个很重要的问题，国内外均有大量文献对此进行过探讨。根据第二章的结论喇曼型分布式光纤测温系统的温度分辨率为：

$$\Delta T \approx \frac{k\cdot T^2}{\sqrt{N}\cdot h\cdot c\cdot \Delta\gamma}\left(\frac{n_a}{P_a}\right) \tag{4.12}$$

本系统设计要在 N 次累加平均时，实现 1℃的温度分辨率，取 $h=6.63\times10^{-34}J\cdot s$，$c=3\times10^8 m/s$，$k=1.38\times10^{-23}J/K$，$\Delta\gamma=\frac{1}{\lambda_a}-\frac{1}{\lambda_0}=\frac{1}{\lambda_0}-\frac{1}{\lambda_s}=4.4\times10^4 m^{-1}$，可得到：

$$\left(\frac{n_a}{P_a}\right)\approx\frac{634.17}{T^2}\cdot\sqrt{N} \tag{4.13}$$

取 T=300K，

$$\left(\frac{n_a}{P_a}\right)\approx 0.007\cdot\sqrt{N}\Delta T \tag{4.14}$$

再根据第三章的结论，APD 接收机的信噪比为：

$$SNR = \frac{I_P^2}{\sigma_S^2 + \sigma_T^2} = \frac{(MRP_m)^2}{2qM^2F_A(RP_m + I_d)\Delta f + 4(k_BT/R_L)F_n\Delta f} = \frac{1}{0.007\sqrt{N}\Delta T} \tag{4.15}$$

式中： $R = 0.7\mu A/\mu W$ ， M=10， $R_L = 1\times10^4\Omega$ ， $F_n = 2.56$ ， $I_d \approx 0$ ， $\Delta f = 70MHz$ ， $q = 1.6\times10^{-19}C$ ， $k_B = 1.38\times10^{-23}J/K$ ， T=300K。可计算得到：

$$49P_m^2 - \frac{7.1\times10^{-7}}{\sqrt{N}\Delta T}P_m - \frac{4.2\times10^{-14}}{\sqrt{N}\Delta T} = 0 \tag{4.16}$$

$$P_a = P_m = \frac{7.2\times10^{-9}}{\sqrt{N}\Delta T} + \frac{1}{98}\sqrt{\frac{5.0\times10^{-13}}{N\cdot\Delta T^2} + \frac{8.2\times10^{-12}}{\sqrt{N}\Delta T}} \tag{4.17}$$

如果取累加次数 N=2^{18}=262144，可得到实现 $\Delta T = 1$℃温度分辨率所需的 anti-Stokes 光功率：

$$P_a \approx 1.29nW$$

返回光接收机的 anti-Stokes 光的光功率随温度变化的关系为 [33][34]：

$$P_{as}(T) = 0.5\cdot E\cdot v\cdot\theta_{as}\cdot\beta_0\cdot\exp\left[-(\alpha_p + \alpha_{as})Z\right]\cdot\exp(-hc\Delta\gamma/T\cdot k) \tag{4.18}$$

其中： $E = P_0\cdot\eta\cdot\Delta t$ 为入射光脉冲的能量， P_0 为入射光脉冲功率， η 为耦合效率， Δt 为光脉冲宽度； $v = c/n = 2\times10^8 m/s$ 为光纤中的光速； $\beta_0 = 3\cdot(NA)^2/8n^2$ 为光纤的集光系数，NA=0.29 为多模光纤的数值孔径， $\beta_0 = 0.014$ ； $\theta_{as} = 4\times10^{-6}m^{-1}$ 为 SiO_2 光纤在入射光波长为 905nm 时的 anti-Stokes 光的散射系数； α_p=0.48km^{-1} 为入射光在光纤中的衰减系数； α_a=0.56km^{-1} 为 anti-Stokes 光在光纤中的衰减系数； $\Delta\gamma = 4.4\times10^4 m^{-1}$ 为偏移波数；Z=2km 是光纤长度。

取 $P_{as}(T) = 1.29nW$ ， T=300K：

$$5.6\cdot\exp(-2.08)\cdot\exp\left(-\frac{634.17}{T}\right)\cdot E = 1.29\times10^{-9}$$

可得到 E=15.3nJ，取 $\eta = 30\%$ ， $\Delta t = 10ns$ 。可得到光脉冲峰值功率： P_0=5.1W。

4.3 光脉冲重复频率

光脉冲的重复频率可以由系统的累加次数和测量时间求得。设系统需要的累加次数为 N，要求的测量时间为 T，则光脉冲的重复频率应为 T/N。

第五章　光发射机研究与设计

5.1　高速器件的选择

在前面的论述中可知，分布式光纤测温系统要求激光器输出的脉冲同时具有脉宽窄和功率大两个特点。可以产生纳秒、皮秒脉冲的高速器件有[25]：隧道二极管、雪崩晶体三极管、阶跃恢复二极管、俘越二级管、体效应管等分立元件；ECL 门电路、转移电子器件逻辑电路、超导逻辑电路、砷化镓场效应管逻辑电路等集成电路；以及两种特殊器件：脉冲放电管和光导开关。其中雪崩晶体三极管和 ECL 门电路只能产生纳秒的高速脉冲。

从目前国内能够生产的电子元器件来看[25]，产生脉冲幅度在几百毫伏范围内的器件有隧道二极管和 ECL 集成电路；脉冲幅度在几伏到十几伏的器件有体效应管；脉冲幅度在几十伏到几百伏的器件有雪崩晶体三极管、阶跃恢复二极管、俘越二级管；脉冲幅度超过几百伏的有脉冲放电管和光导开关。

国内已有报道，有人用高频大功率场效应管产生了类似的大电流脉冲，但脉冲的宽度为 50ns[26]，不能满足要求，而且该器件比较昂贵。雪崩晶体管是一种比较理想的能同时提供快速响应和很大峰值功率的器件[27]，其价格便宜，甚至在普通高频小功率管中，也能挑出不少适合雪崩运用的管子（如 2N5551 等）。目前已有一些被普遍接受的研究方法能够分析雪崩的宏观过程[28]。所以，本系统选用雪崩晶体管作为发射机的核心元件。为了指导此类电路的设计，建立了电路的数学模型，并对该模型作了仿真分析，仿真结果与实验结果基本一致。

5.2　雪崩晶体三极管的一般特性

普通晶体三极管输出特性[29]可划分为四个区域：饱和区、线性区（放大区）、截止区与雪崩区。对于 NPN 晶体管，当基极注入为正值（$I_B > 0$）时，发射结处于正向偏

置，集电极电流 I_C 随 I_B 线性变化的区域为线性区；$I_B=0$ 特性曲线以下的区域是截止区；发射结和集电结都正偏，I_C 不随集电极电压 I_B 显著变化的区域为饱和区；当基极注入 $I_B<0$ 时，发射极处于反向偏置，集电极电流 I_C 随集电极电压 V_{CE} 与 $-I_B$ 急剧变化的区域为雪崩（击穿）区。即图 5.1 中 $V_{(BR)CEO}$ 到 $V_{(BR)CBO}$ 之间的区域。

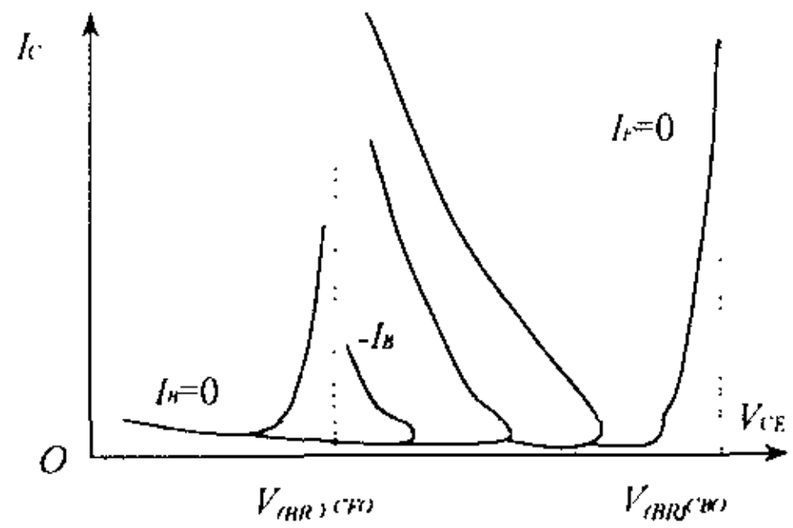


图 5.1　雪崩区击穿电压之间的关系

图 5.1 中，$V_{(BR)CEO}$ 为基极开路时，集电极-射极之间的击穿电压；$V_{(BR)CBO}$ 为射极开路时，集电极-基极之间的击穿电压。

5.2.1　雪崩过程分析

掺杂浓度较低的 PN 结较厚,在较大反向电压时，形成漂移电流的少子在耗尽区获得加速，动能越来越大。在反向电压达到漂移少子的动能足以撞击出耗尽区内原子的共价键电子，产生新的电子-空穴对时，便发生碰撞电离。新生电子得到足够能量，又与其他原子发生碰撞电离，导致反向电流雪崩式地急剧增加，这种效应称为载流子的雪崩倍增效应。

当雪崩过程发生时，集电极电流 i_C 和发射极电流 i_E 之间的关系为[25]：

$$i_C=\alpha^*\cdot i_E=\alpha\cdot M\cdot i_E \tag{5.1}$$

式中，α 是放大区共基极的电流增益，α^* 是雪崩区共基极的电流增益，M 是雪崩倍增因子，表征在雪崩区域内电流倍增的程度，表示为：

$$M = \frac{1}{1-(\frac{V_{CE}}{V_{(BR)CBO}})^m} \tag{5.2}$$

式中，m 为与材料有关的密勒指数，对于：PNP 型硅晶体管，m =2；NPN 型硅晶体管，m =4 ；PNP 型锗晶体管，m =3 ；NPN 型锗晶体管，m =6。

在共射极情况下的集电极电流为：

$$i_C = \frac{M}{1-\alpha M}(\alpha i_B + I_{CBO}) \tag{5.3}$$

在一般三极管中，共基极电流放大系数α和共射极电流放大系数β之间存在如下关系：

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} \tag{5.4}$$

$$\alpha = \frac{\beta}{1-\beta} \tag{5.5}$$

在雪崩状态下，其关系仍然保持与上式相同的形式：

$$\beta^* = \frac{\alpha^*}{1-\alpha^*} \tag{5.6}$$

$$\alpha^* = \frac{\beta^*}{1-\beta^*} \tag{5.7}$$

式中，$\alpha^* = M\alpha$，

则得到：

$$\beta^* = \frac{M\alpha}{1-M\alpha}。 \tag{5.8}$$

由上式可见，只有当$M\alpha = 1$时，才有$\beta^* = \infty$，这说明当V_{CE}达到这个条件时，晶体管发生击穿。根据这个条件可以找出两个击穿电压的关系[25]。由

$$M = \frac{1}{1-\left(\frac{V_{CE}}{V_{(BR)CBO}}\right)^m} = \frac{1}{\alpha} \tag{5.9}$$

可得到：

$$V_{CE} = V_{(BR)CBO}\sqrt[m]{1-\alpha} \tag{5.10}$$

当基极开路时，集电极击穿电压近似为：

$$V_{(BR)CEO} \approx V_{(BR)CBO}\sqrt[m]{1-\alpha} = V_{(BR)CBO}\cdot\sqrt[m]{\frac{1}{1+\beta}} \tag{5.11}$$

可改写成：

$$\frac{V_{(BR)CEO}}{V_{(BR)CBO}} \approx \sqrt[m]{\frac{1}{1+\beta}} \tag{5.12}$$

上式说明 β 越大，管子的雪崩区越宽，这是如何选择管子的重要依据之一。β 对雪崩区的影响见图 5.2。

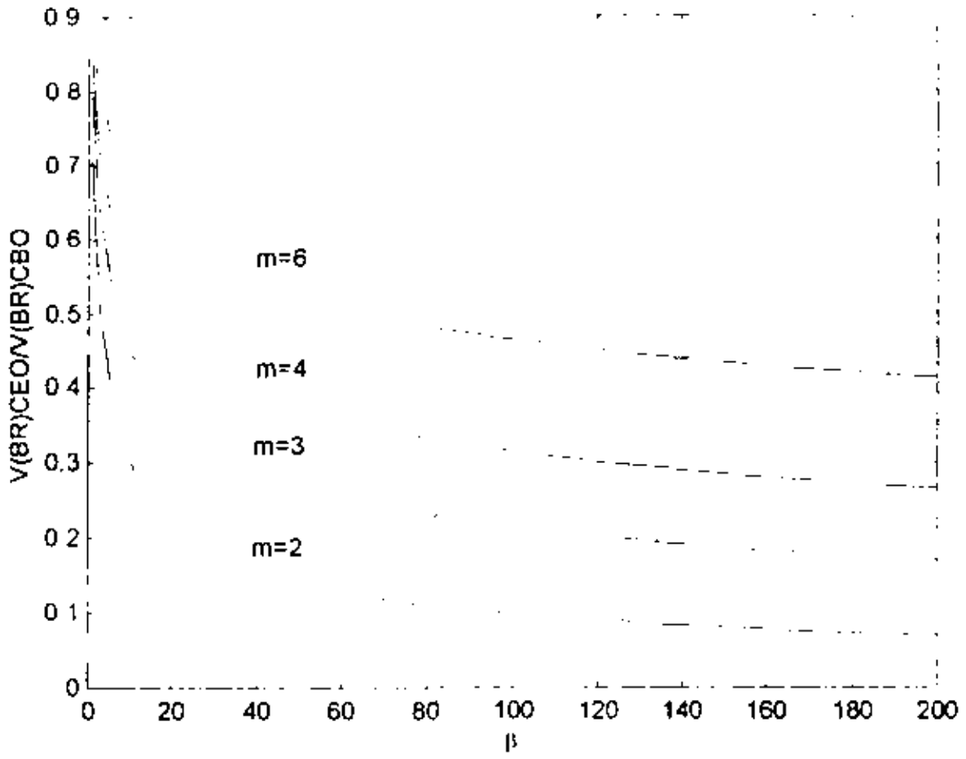


图 5.2　β 对雪崩区域的影响

雪崩管在雪崩区形成负阻特性，负阻区位于 BV_{CEO} 到 BV_{CBO} 之间。如果电流继续增大，还会出现二次击穿现象[25]。二次击穿区域也形成一个可观的负阻特性。器件存在负阻特性意味着强烈的内部正反馈，可以存储和释放能量，利用雪崩三极管的这一特性，可将它用来制作大电流、高速率脉冲激光器驱动源。

雪崩晶体三极管的动态过程相当复杂，这里就不做讨论了。

5.3　大电流窄脉冲激光器驱动电路设计

5.3.1　雪崩管产生纳秒量级脉冲的基本电路

根据前面的分析，给出用雪崩管产生纳秒量级脉冲的基本电路如图 5.3 所示。

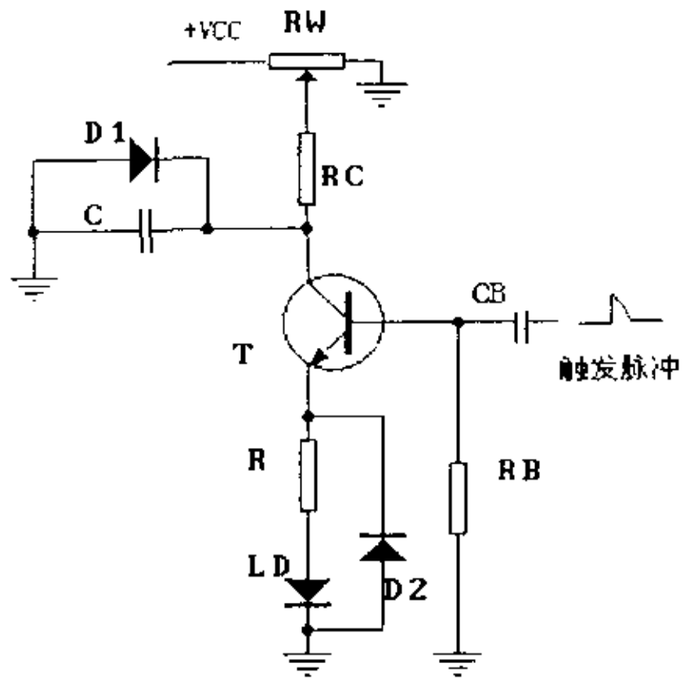


图 5.3　雪崩管脉冲产生电路

图 5.3 中,雪崩管 T 的基极加入触发脉冲。触发脉冲到来之前，T 的负偏置电流从反向饱和电流 I_{CBO} 获得，T 截止，电源电压 V_{CC} 通过一个大电阻 R_C 给电容 C 充电，集电极电压按指数规律增加，最后电容 C 上充得的电压约等于电源电压。触发脉冲到来后，雪崩管基极电流的增加使得管子的工作点发生变化，管子迅速被击穿，工作点由击穿前工作于高阻区变为击穿后工作于负阻区，产生骤然增大的雪崩电流。此时，电容 C 上贮存的电荷在这个电流的作用下，通过该管放电，在负载 R+LD 上产生一个正阶跃。雪崩过程开始后，雪崩电流的增加并不是突跳，而是逐渐增大，这是由于整个电路分布参数和雪崩管内部分布参数的影响所致。在负载 R+LD 上，雪崩电流的增加形成输出脉冲的前沿。当电流达到峰值后，C 上贮存的电荷越来越少，造成放电电流减小，形成脉冲的后沿。

5.3.2　电路数学模型的建立与分析

双异质结半导体激光器的等效模型如图 5.4 所示 [30]。L_S 是从 LD 管芯到管脚的电感，C_S 是管脚对地的电容，R_L 是管芯的等效阻抗，C_P 和 R_P 是管芯上下台面的总电容和电阻。它们的典型值是：$R_L = 2\Omega$，$C_P = 4.1pF$，$R_P = 0.5\Omega$，C_S 很小（$\approx 0.07pF$）可以忽略。

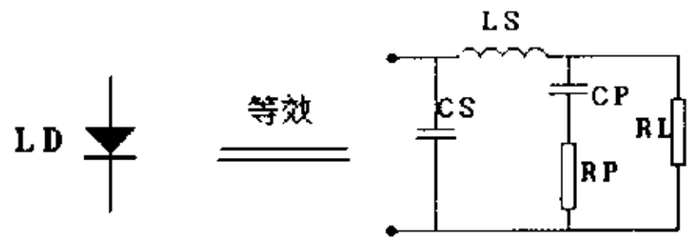


图 5.4　双异质结半导体激光器等效模型

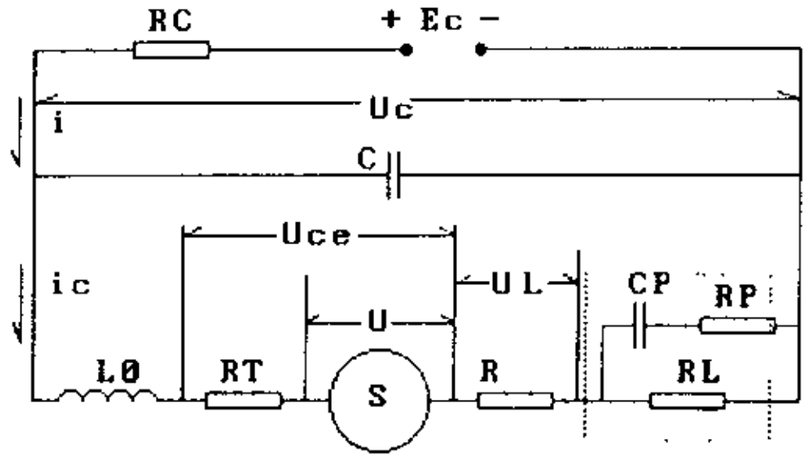


图 5.5　雪崩管脉冲产生电路等效模型

总的等效电路如图 5.5 所示。R_T 为管子雪崩时的等效串联电阻，L_0 为放电回路的总电感（L_S 可归结到 L_0），S 为 I-V 特性为"S"形曲线的非线性二端网络[27]。

已知在共射极情况下的集电极电流为[25]：

$$i_C = \frac{M}{1-\alpha M}(\alpha i_B + I_{CBO}) \tag{5.13}$$

I_{CBO} 为射极开路时，集电极与基极之间的反向电流，$I_{CBO} \approx 0$，故

$$i_C \approx \frac{\alpha M}{1-\alpha M} i_B \tag{5.14}$$

为研究电流和电压的时域变化，必须考虑两个因素即少子通过空间电荷区的渡越时间 τ_T 和集电结电容 C_{cb} 对图 5.5 中的 u 的影响。这里假定 τ_T 为常数，

$$\tau_T = (W_b + l_{n0})/v_{nm} \tag{5.15}$$

式中 W_b 为基区宽度，l_{n0} 为集电结外延层厚度，v_{nm} 为少子在强电场作用下的漂移速度。

C_{cb} 是随着电压变化的量，它与 u 的关系是：

$$C_{cb} = C_1\sqrt{U_1/u} \tag{5.16}$$

式中 C_1 为 $u = U_1$（U_1 远大于 PN 结的接触电位差 V_Φ）时的 C_{cb} 的值。

根据文献[28]提出的雪崩状态下集电结的充放电方程：

$$-C_{cb}\frac{du}{dt}+\frac{dQ_b}{dt}+\frac{Q_b}{\tau_{\beta M}}=-i_b(t) \tag{5.17}$$

$$Q_b=i_C\cdot\tau_T/\alpha M \tag{5.18}$$

$$\tau_{\beta M}=\tau_T/(1-\alpha M) \tag{5.19}$$

将(5.16)、(5.18)、(5.19)式代入(5.17)式，并结合(5.2)式：

$$\frac{dM}{dt}=\frac{\partial M}{\partial u}\frac{du}{dt}=\frac{nM^2}{u}\left(\frac{u}{V_{(BR)CBO}}\right)^m\frac{du}{dt} \tag{5.20}$$

得到描述其暂态过程的微分方程式[28]：

$$\tau_T\frac{di_C}{dt}-\left[\alpha MC_1\sqrt{\frac{U_1}{u}}+\frac{\tau_T i_C M}{u}\left(\frac{u}{V_{(BR)CBO}}\right)^m\right]\cdot\frac{du}{dt}=(\alpha M-1)i_C-\alpha M i_b(t) \tag{5.21}$$

方程(5.21)是雪崩三极管的通用非线性数学模型，它包含了 u 、 i_C 的所有暂态值。

另外，可以写出图 5.5 所示电路的基尔霍夫方程：

$$\frac{du_C}{dt}=\frac{E_C-u_C}{R_C C}-\frac{i_C}{C} \tag{5.22}$$

$$\frac{di_C}{dt}=\frac{u_C-u-u_L-i_C(R_{L1}+R_T)}{L_0} \tag{5.23}$$

$$C\frac{R_L+R_P}{R_L}\frac{du_L}{dt}+\frac{u_L}{R_L}=i_C \tag{5.24}$$

方程(5.21)、(5.22)、(5.23)、(5.24)联立为一个非线性微分方程组。该方程组难以用解析法求解，因而采用了数值解法来进行分析。

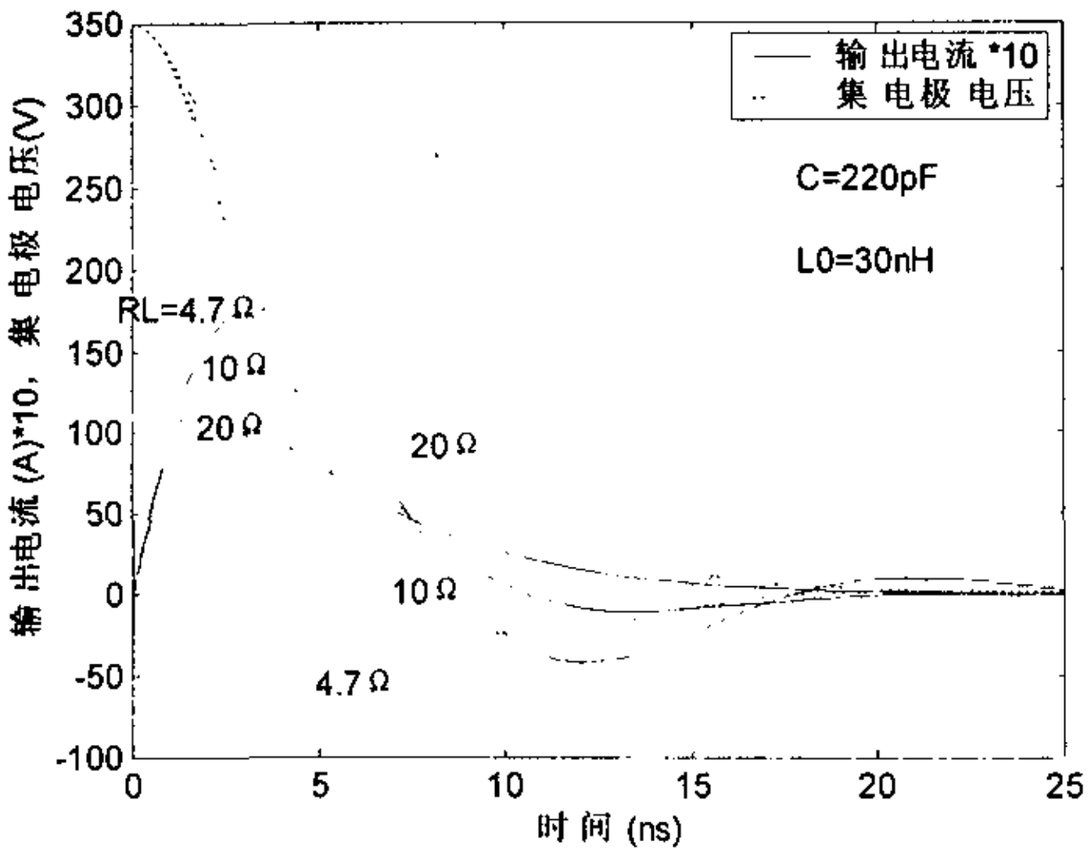
5.3.3 数值仿真结果与分析

根据手册所给的数据，美国国家半导体公司生产的高频小功率硅平面管 2N5551 的 $V_{(BR)CBO}=180V$ ， $\alpha_0=0.99$ （ $\beta=100$ ）， $m=4$ 。

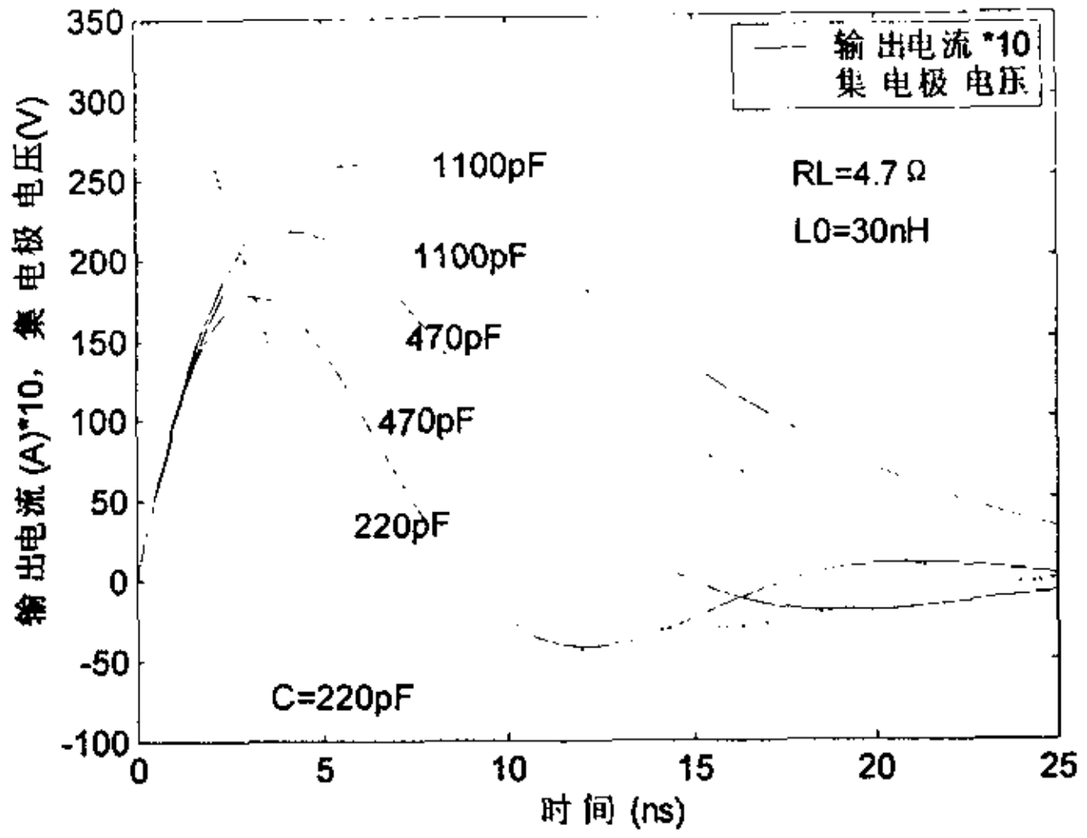
对于长度为 l (cm)、宽度为 W(cm)、厚度为 t(cm)的矩形截面导体（W>>t），其电

感 $L \approx 2l\left(\ln\frac{2l}{W+t}+\frac{1}{2}\right)$(nH)；长度为 l(cm)、宽度为 d(cm)的圆形截面直线非磁性导体的电感 $L \approx 2l\left(\ln\frac{4l}{d}-1\right)$(nH)[31]，根据元件的布局安排和电路板的尺寸、元件管脚的长度，可取回路总电感的典型值 $L_0 \approx 30nH$。

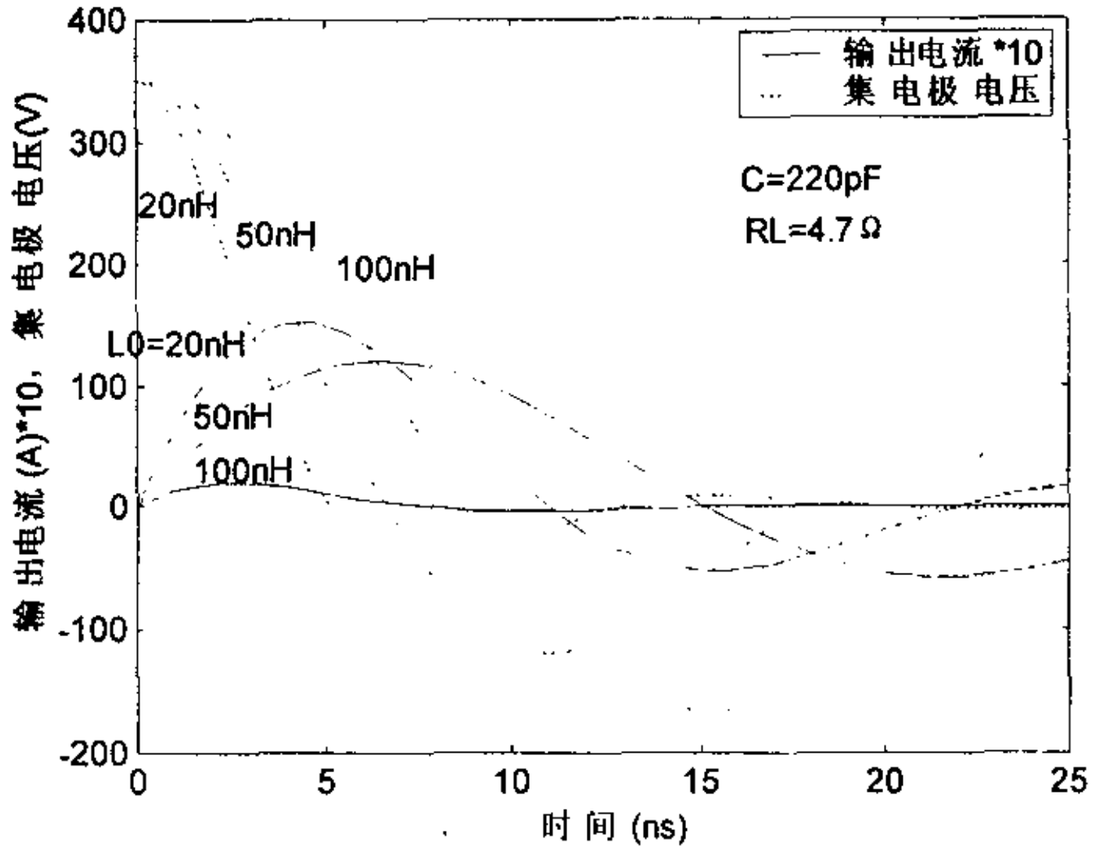
雪崩状态下硅晶体管的导通电阻很小，只有欧姆量级，在此取 $R_T = 5\Omega$ 作为典型值[28]。τ_T 可近似地用基区渡越时间 τ_b 来代替，$\tau_T \approx \tau_b = 0.2ns$[28]。当 $U_1 = 10V$ 时 $C_1 = 2pF$[28]。并取仿真条件为 $E_C = 350V$ ，$R_C = 82k\Omega$。初步模拟时，可把激光器当作纯阻元件，令 R_L 为 LD 的等效电阻与限流电阻 R 串联后的总阻值。触发脉冲采用矩形脉冲，相对于纳秒量级的雪崩过程，触发脉冲上升的时间要缓慢的多，因此在雪崩期间可假设它为一线性变化量：$i_b(t) = kt$，根据常用的矩形脉冲产生电路的波形边沿，可取 $k = 10^6$（5ns 有 5mA 的变化量）。分别改变 R_L、C、L_0 参数，得到的数值解如图 5.6(a)、(b)、(c)所示。(为了能看清楚输出电流的变化，将输出电流值放大了 10 倍)。



(a)



(b)



(c)

图 5.6 集电极电压和输出电流脉冲波形

从公式(5.21)来看，$i_b(t)$应当是对输出波形有影响的一个量，但是奇怪的是改变矩形脉冲的边沿情况，即分别取k为不同值，集电极电压和输出电流的波形无变化，实验结果也是如此。目前无法从数学角度加以解释和严格证明，在这里提出这个问题，供大家一同探讨。

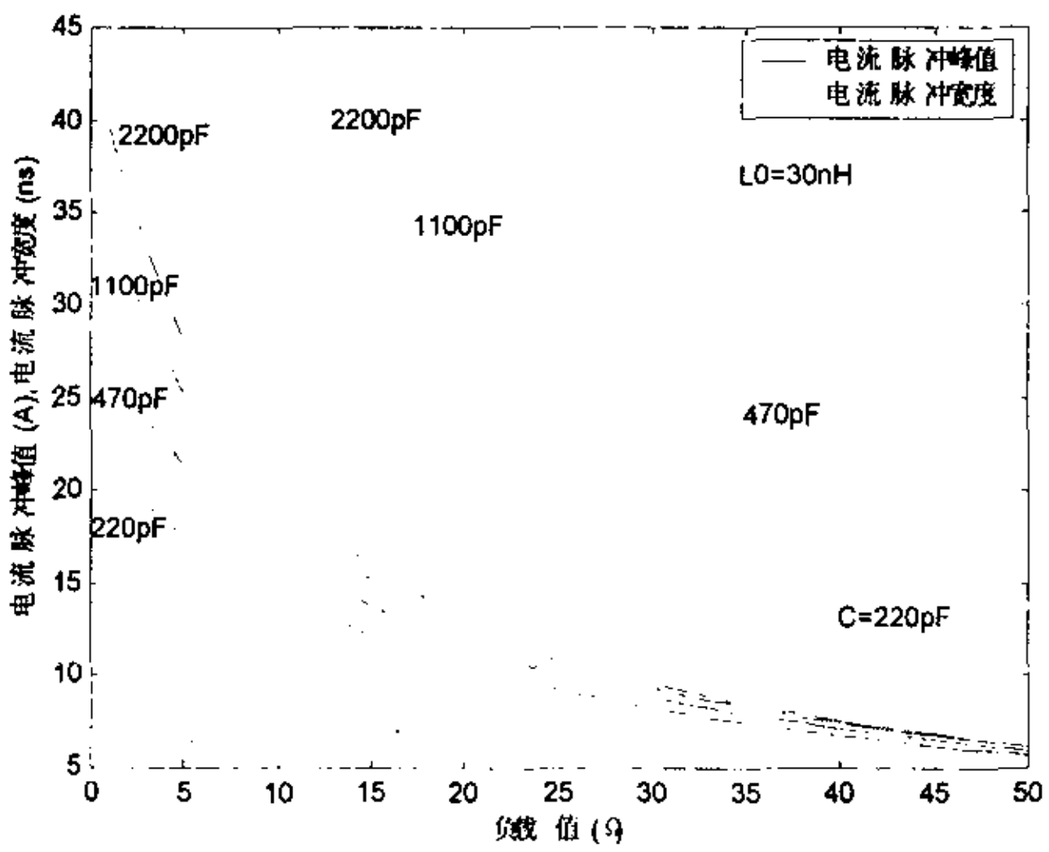
根据仿真结果，我们可以看出：

（1） 由该模型可得出脉冲峰值和宽度随负载变化的曲线（如图 5.7 (a)）。随着负载

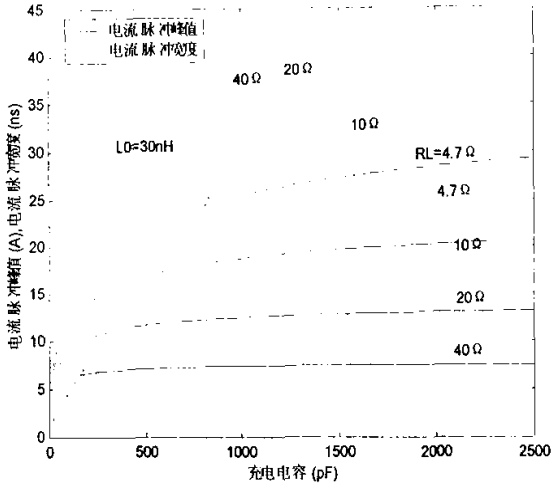
R_L的增大，输出电流峰值减小，脉宽增大，似乎是限流电阻 R 越小越好。但是负载 R_L的减小也使反向过冲增大，因而对电流强度、脉宽和反冲的要求不能同时得到满足。雪崩管在开关过程中产生的反向过冲会使 LD 两端出现负驱动脉冲，易烧坏 LD。所以在电路设计中用了快恢复二极管 D_2（可选用 BYM26C 或 BYV27-400）来消除反冲，有效地保护 LD。

（2） 充电电容C的增大使电流脉冲峰值和宽度都增大，所以在C的选择上，要兼顾电流幅度和宽度这两个因素，选择合适的电容值。合理地选择C的大小是设计雪崩管脉冲产生电路的难点。图 5.7 (b)是由本模型算出的脉冲峰值和脉宽随电容变化的曲线，可以据此来选择电容参数。

（3） 电感 L_0的增大导致电流脉冲峰值减小而宽度增大，这些都是不希望发生的，因此要尽力避免引线电感的引入，尽量缩短引线长度并加大引线宽度，特别是从雪崩管射极到 LD 的引线，减小寄生电感，以减小输出脉冲损耗并保证良好波形。



(a)



(b)

图 5.7 脉冲峰值和脉宽随负载及充电电容变化的曲线

把 LD 等效为纯阻元件得出的结果与应用 LD 等效模型时的结果基本一致。这是因为C_p通常是皮法量级，尽管输出脉冲的高频分量在 100MHz 左右，电容的阻抗仍然很大，所以图 5.5 的虚线框部分基本上可以等效为R_L。

5.4 实验结果验证

5.4.1 实际输出波形

为达到 1 米的距离分辨率和 1℃的温度分辨率，需要激光器驱动电路产生脉宽<10ns，电流峰值 20A 的脉冲，选择电路参数为：$V_{CC}=350V$，$R_C=82k\Omega$，$C=470pF$，$R_L=4.7\Omega$。输出波形如图 5.8 所示，与模拟计算所得的波形基本一致。反向过冲被有效地控制在-5V 以内。当R_C和R_L确定后，输出脉冲宽度只与C的选择有关，C选定后，通过调节电位器 RW 改变集电极电压，即可改变驱动电流峰值，从而达到 LD 输出光功率的连续可调[32]。

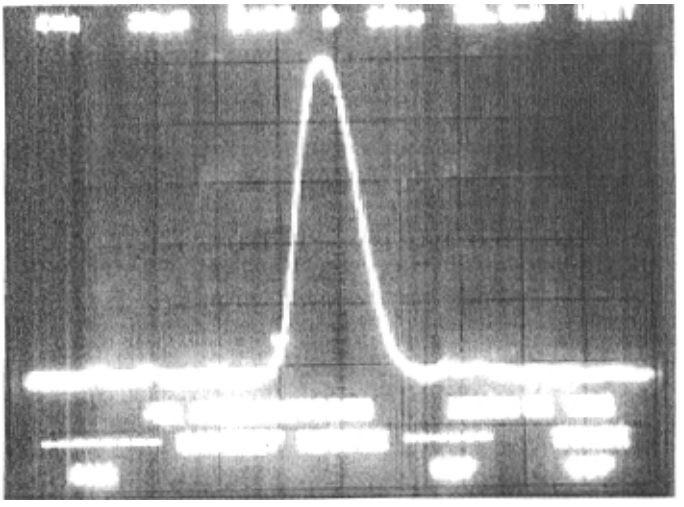


图 5.8　实际输出波形（示波器加 60dB 衰减，横坐标为 20mV/格，纵坐标为 10ns/格）

5.4.2　实际波形随不同参数的变化

为了研究电路参数对输出脉冲波形的影响，作了大量实验。表 5.1 是电容 C 值与输出脉冲幅度 V_p、脉冲半高宽度 W 的实验结果。LD 的等效电阻约为 2Ω，初步实验时，为了保护激光器并且选择适当的动态负载线以保证雪崩管工作于二次击穿区，经分析计算，负载 R+LD 可用 5.6Ω 的电阻代替。

雪崩过程中雪崩管的瞬时功耗很大，但由于持续时间很短，且工作周期较长，故平均功耗并不大。可见，雪崩管的工作频率不应太高。由于雪崩管内部分布参数的影响，重复频率越高，脉冲幅度越小。表 5.2 是触发脉冲重复频率 f_s 与输出脉冲幅度 V_p 的实验结果。

实验证明，在一定的变化范围内，触发脉冲的幅度对输出脉冲的影响很小。除非触发脉冲的波形很差，才会严重影响输出脉冲。表 5.3 是触发脉冲的高电平 V_{OH}、低电平 V_{OL} 的变化与输出脉冲幅值 V_p 的实验结果。

实验证明，在一定的变化范围内，触发脉冲的宽度对输出脉冲的影响也很小。但若

超出一定范围，就会严重影响输出脉冲的幅值。表 5.4 是触发脉冲宽度W_1与输出脉冲幅值V_p的实验结果。

表 5.1 触发脉冲频率f_S=750Hz 时,电容 C 与输出脉冲幅度V_p、脉冲半高宽度 W 关系的实验结果

C(pF)	100	147	200	247	300	400	447	470	680	780	940	1830
W(ns)	6.0	6.0	7.0	7.3	7.3	9.0	9.0	10.0	10.0	10.0	11.0	14.5
V_p(V)	68	70	78	88	95	100	110	120	120	120	125	130
I_p(A)	12.1	12.5	13.9	15.7	17.0	17.9	19.6	21.4	21.4	21.4	22.3	23.2

表 5.2 触发脉冲重复频率f_S与输出脉冲幅度V_p的实验结果

f_S（Hz）	500	750	1k	1.5k	2k	2．5k	3k	4k	5k
V_p(V)	130	130	130	130	130	130	125	120	120

6k	10k	20k	25k	40k	50k	60k	100k	200k	250k
115	100	100	80	80	80	70	70	60	60

表 5.3 触发脉冲的高电平V_{OH}、低电平V_{OL}的变化与输出脉冲幅值V_p的实验结果，f_S=500Hz，触发脉冲宽度W_1=15ns。

V_{OH}（V）	3.5	4.0	4.5	5.0
V_{OL}（V）	-6.70～0.70	-8.00～0.75	-8.00～0.75	-8.00～0.75
V_p（V）	120	120	120	120

1.37～8.00	1.43～8.00	1.53～8.00	1.64～8.00	1.77～8.00
0.2	0.1	0	-0.2	-0.4
120	120	120	120	120

表 5.4(1) f_S=500Hz 时，触发脉冲宽度W_1与输出脉冲幅值V_p的实验结果

W_1	8ns～500μs	1ms	1.65ms	1.90ms	1.91ms	1.92ms
V_p（V）	130	120	105	80	60	60

表 5.4(2) f_S=750Hz 时，触发脉冲宽度W_1与输出脉冲幅值V_p的实验结果

W_1	8ns～500μs	1ms	1.40ms	1.41ms	1.42ms	1.43ms
V_p（V）	130	120	90	90	60	60

表 5.4(3) f_S=1kHz 时，触发脉冲宽度W_1与输出脉冲幅值V_p的实验结果

W_1	8ns～500μs	600μs	800μs	900μs	935μs	937μs
V_p（V）	130	120	110	80	50	50

表 5.4(4) f_S=1.5kHz 时，触发脉冲宽度W_1与输出脉冲幅值V_p的实验结果

W_1	8ns～300μs	400μs	500μs	600μs	692μs	694μs
V_p（V）	130	120	110	100	50	50

5.5 矩形脉冲的产生

由于采用电容作为贮能元件，故上述电路只能产生近似于高斯形（钟形）的脉冲。若要得到矩形脉冲，可以用终端开路的电缆代替充电电容，如图 5.9 所示。

无触发信号输入时， T 截止，特征阻抗为 Z0、长度为 L 并且终端开路的延迟线通过 R_c 被充电。当正脉冲通过耦合电容 C_1 加到 T 的基极时，T 迅速从高压小电流状态跳变到低压大电流状态，T 集电极电压跳变幅度为 ΔV，上述跳变电压沿延迟线传输至末端时，产生向输入端传输的反射波，若延迟线为理想无损耗传输线，该反射波的幅度和极性与原跳变电压相同，且到达始端后不再反射。则输出脉冲宽度 W 等于延迟线延迟时间 t_d 的 2 倍，即 $W=2L/v$，式中 v 是电磁波沿延迟线传播速度。

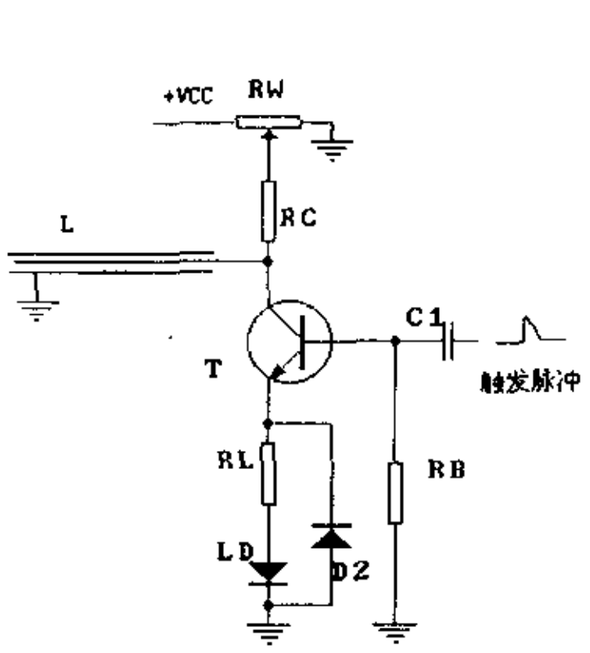


图 5.9 矩形脉冲产生电路

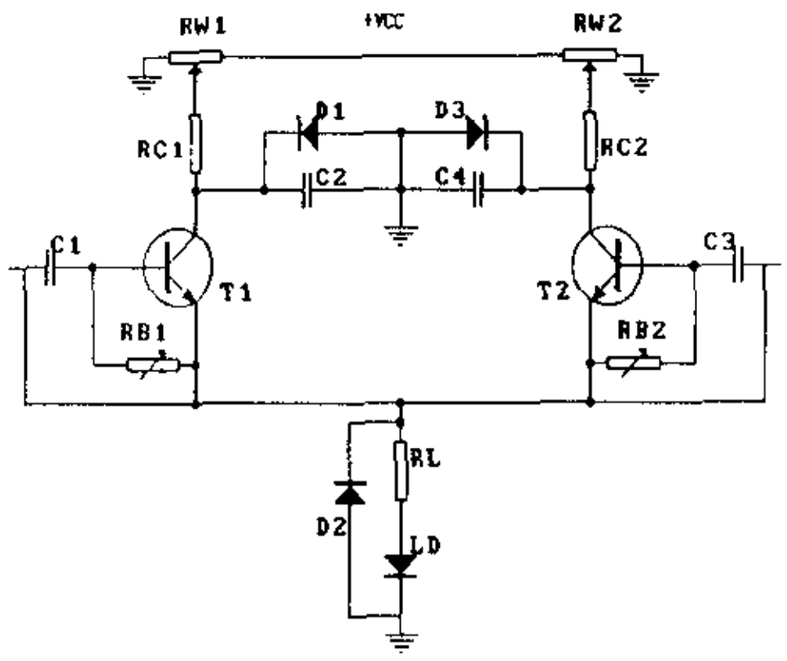


图 5.10 雪崩管并联

5.6 雪崩三极管的并联运用

为了获得更大的幅值，可以采用雪崩管并联的形式，图 5.10 所示是两只雪崩管并联的情况。

雪崩管并联的形式，其关键是要解决它们同时触发的问题，否则不仅不能增大脉冲幅度，还会使脉冲宽度加大。达到同时触发的方法有：选配触发参数相同的管子；允许管子触发参数不同，但对输入电路进行调整，如改变触发脉冲的幅度、基射极间的偏置电阻、输入端的耦合电容、集电极电源电压等，使得触发参数不同的管子达到同时触发。

还可以采用多个管子并联（由电源）充电，然后串联（向负载）放电的电路，称为马克斯（Marx）电路。由前面的介绍可知，输出脉冲的振幅必然不能超过电源电压，若要求大幅度脉冲时，必然要求用高压电源，这是很不方便的。采用 Marx 电路的突出优点就是可以采用较低的电源电压得到较高的，甚至幅度超过电源电压的输出脉冲[25]。

5.7 设计时的注意事项

一般说来具有以下特性的管子，其雪崩特性可能比较显著，这些特征是：

（1）$V_{(BR)CEO}$ 较高，且能在图示仪上看到负阻或二次击穿的现象；

（2）$V_{(BR)CBO}$ 较高，且雪崩区尽量宽一些；

（3）β 要足够大；

（4）特征频率 f_T 要尽量高或开关时间尽量小；

（5）饱和压降尽量小。

可以采用专用的雪崩三极管，也可以在普通高频小功率晶体管（如 2N3904、2N5551）中筛选。挑选出的管子还要进行动态测试，实际上就是装好雪崩电路，然后观察输出波形，测出雪崩振幅和边沿。还要测试雪崩区域的大小，其方法就是改变 V_{CC} 的大小，观察能够稳定雪崩波形的 V_{CC} 的变化范围，范围越大越好。然后对两方面的结果进行综合比较，选定最合适的管子。

为了减小输出脉冲的反向过冲并保护激光器，可以加入两个二极管 D_1 和 D_2。其选择标准是：D 的反向耐压大于雪崩管集电极电压和加在负载上的正向峰值电压；D 的导通电阻小，开启时间在纳秒量级；等效电容尽量小。在本设计的实验中，加上 D_1 D_2 后，反向过冲从 15V 减小到 1V 以下。

由于输出脉冲很窄，含有丰富的高频分量，因此要尽量减小输出脉冲在传输过程中的损耗并保证良好波形。主要方式有：采取良好的布线：全部的电路元器件都以最短距离布线，特别是从雪崩管射极到 LD 的引线，减小寄生电感。地线要粗且宽，采用大平面接地。

此外，大量高频分量的存在，会产生很强的辐射，严重影响整个系统其它部分的正常工作，因而需对它采取严格的屏蔽措施。主要方式有：

（1）对电源要加磁珠滤波，防止高频部分通过电源线产生串扰。

（2）为防止高频信号向外泄漏，还要加屏蔽板，屏蔽板可用 0.3~0.8mm 的薄铁板，表面镀锡以便于安装，可以焊在电路印制板上，也可以用螺钉固定在印制板上。

第六章　在分布式光纤测温系统中应用扩频技术的研究

6.1　传统分布式光纤测温系统存在的问题

本系统采用的是传统的单脉冲 OTDR 原理。但是由于喇曼散射极其微弱，导致在系统实现上存在很大的困难，集中表现在三个方面：光发射机的功率必须很大；光接收机的灵敏度和信噪比必须很高；累加次数必须很大，测量时间较长。

在使用传统的单脉冲 OTDR 的分布式光纤测温系统中，存在空间分辨率和温度分辨率的矛盾。从前面的讨论可知温度分辨率 ΔT 和 anti-Stokes 光信噪比 P_a/n_a 成反比，因而提高系统温度分辨率的关键在于提高信号的信噪比。提高信号的信噪比的一项重要措施是提高 Stokes 光和 anti-Stokes 光的光强，而光强与入射光脉冲的能量 E 成正比，$E = P_0 \cdot \eta \cdot \Delta t$，因此散射光强的增加只能够通过增加峰值功率、耦合效率或输入脉宽来得到增大。但是很强的入纤光功率引起的非线性效应，主要是受激喇曼散射和自相位调制（SPM）效应引起的脉冲展宽会严重影响系统的性能[33][35]。大电流的窄脉冲产生电路实现和电磁屏蔽都比较困难。而且用峰值能量较高的半导体激光器在实际使用中也有许多问题，例如价格太昂贵，使用寿命短，单色性不佳等等。因此，在峰值功率受限的系统中，要通过增加脉冲宽度来提高温度分辨率（耦合效率的增加是有限的）。但输入脉宽是决定空间分辨率的主要因素，它的增加直接牺牲了空间分辨率。

因而，如何解决传统的 OTDR 的这一基本矛盾，降低输入光脉冲的幅度而不牺牲温度分辨率，是进一步提高喇曼型分布式光纤测温系统分辨率的焦点所在。国内外对这个问题都很重视，均进行了大量研究，提出了很多新颖的思路和方法。

6.2　在系统中使用扩频技术的基本思想

类似的矛盾在雷达系统中也存在。传统的脉冲雷达的作用距离决定于发射信号的能量，大的作用距离可用加大脉冲宽度和增加脉冲功率来解决。但是大的脉冲宽度会

降低距离分辨率，输出峰值功率进一步增大也比较困难。由于伪随机序列具有良好的“随机性”，它的相关函数接近白噪声的相关函数（δ 函数）。因此人们发明了连续波雷达。发射机将经过调制放大的伪随机信号发到空间，它遇到目标后返回，接收机通过相干检测确定收发码序列的时差 τ，即可算得目标距离。该技术克服了上述矛盾，具有平均/峰值功率比大，精度极高等优点。

类似的使用相关处理的扩展频谱技术也可以应用于我们这个系统，能够在不影响系统的其它性能的情况下使系统的信噪比大大增加，从而增大温度分辨率。这种技术尤其适用于我们这种峰值功率受限的系统[36]。

其基本思想是使用一个伪随机序列 $p(t)$ 代替单脉冲去驱动半导体激光器。然后，在接收端将收到的信号 $r(t)$ 与 $p(t)$ 作互相关运算。设系统的冲激响应为 $h(t)$；

$$p(t)\otimes r(t)=p(t)\otimes[h(t)*p(t)]=h(t)*[p(t)\otimes p(t)]=h(t)*\delta(t)=h(t) \tag{6.1}$$

式中：$\otimes$ 为相关运算，$*$ 为卷积运算。

输入伪随机信号的自相关函数接近于一个 δ 函数，光纤的后向散射冲激响应能被准确地还原，这样就相当于在光纤始端输入一个强度很高的单脉冲。

在单脉冲系统中，输入信号为冲激信号 $\delta(t)$，通过测量散射光返回的时间 t，根据 $l=v\cdot t/2$ 即可算出散射点的距离。而在新的系统中，

$$\delta(t)=R(t)=\int p(\tau)\cdot p(\tau-t)dt \tag{6.2}$$

同样可以通过测量相关的时延 t，由 $l=v\cdot t/2$ 算出距离。

先分析离散系统的数学特性，如果采用最常用的 m 序列作为输入信号。一个线性时不变系统的输出 x_k 由输入代码 p_k（$p_k=\pm1$）与冲激响应 h_k 的卷积给出：

$$x_k=h_k*p_k=\sum_{n=-\infty}h_k p_{n-k} \tag{6.3}$$

p_k 为输入代码，其长度为 L，其自相关函数为：

$$p_k\otimes p_k=L\delta_k+c_k \tag{6.4}$$

这里 $c_0=0$，$c_k\neq0(k\neq0)$。

将系统输出 x_k 与输入代码 p_k 进一步相关产生系统冲激响应的估计结果：

$$y_k = x_k \otimes p_k = [h_k * p_k] \otimes p_k = h_k * [p_k \otimes p_k] = h_k * (L\delta_k + C_k) = Lh_k + h_k \otimes c_k \tag{6.5}$$

如果忽略旁瓣，则可得到相对于单脉冲直接输入 δ 函数强 L 倍的信号。但是噪声也在相关过程中建立起来。假设此处为白噪声，当输入信号为双极性时，噪声因子为 $\sqrt{L}$，最终信噪比为 $\frac{L}{\sqrt{L}} = \sqrt{L}$。

以上方法对双极性信号是有效的。但是由于 OTDR 只提供单极性信号，因此必须寻找一种适合于单极性信号的算法。解决的方法在以后说明。

首先的问题是主要是探讨码型的选择。

6.3 码型的选择

6.3.1 周期码和非周期码的选择

先分析本系统采用的应当是周期码还是非周期码。设伪随机序列的每个码元宽度为 t_0 秒，码长为 L，则码序列的总长度为 Lt_0 秒。周期码指的是码重复周期 $T = Lt_0$ 的序列，非周期码指的是 $T > Lt_0$ 的序列。

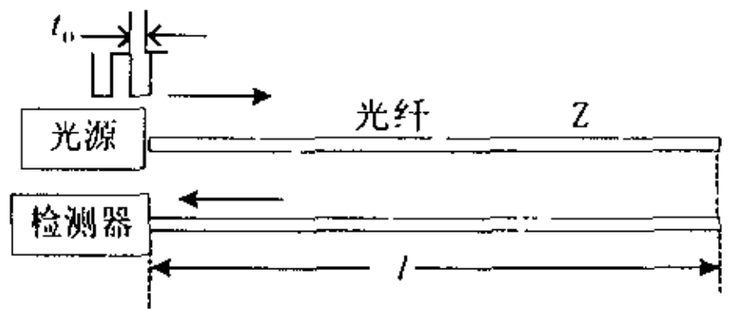


图 6.1 探测器收到所有回波的时间

如图 6.1 所示，设传感光纤总长为 l，则从激光器发出第一个码元到最后一个码元到达传感光纤末端的时间为 $Lt_0 + l/v$，从此刻到最后一个码元的散射光被检测器接收到的时间为 l/v，故接收机接收到所有的散射信号的总时间为：

$$t = Lt_0 + 2l/v \tag{6.6}$$

而在这一段时间t内，下一个周期的码元不能输入光纤，否则将导致两个周期的后向散射信号混叠，无法测量。

实际上，由于数据处理部分需要一定的处理时间（假设数据处理的总时间为T_1），在这段T_1时间内，数据处理单元被占用，下一个周期的码元仍然不能输入光纤。所以发射机的重复周期：

$$T \geq Lt_0 + 2l/v + T_1 \tag{6.7}$$

所以，不能使用连续不间断发送的周期序列，而是发送完一个周期的序列后要间隔一段时间再发送下一个周期的序列，而且间隔的时间要足够长，以使得接收机接收到全部的散射信号并且数据处理单元将信号处理完毕。在伪码测距、数字通信中的伪码同步中，都用到这种非周期序列。

结论 1：本系统要求使用非周期序列。

既然采用非周期码，根据分布式光纤测温系统的实际情况，要求序列的非周期自相关函数（又称为局部自相关函数）也尽量类似于白噪声的自相关函数，旁瓣尽可能小，尽可能近似于冲激信号。

非周期序列指的是一段有限长的序列，求它的自相关函数时，只有部分元素参加相关运算。给定序列$\langle p_n \rangle$，n=0,1,2,…,L-1，它只有有限的长度，定义它的非周期自相关函数为[37]：

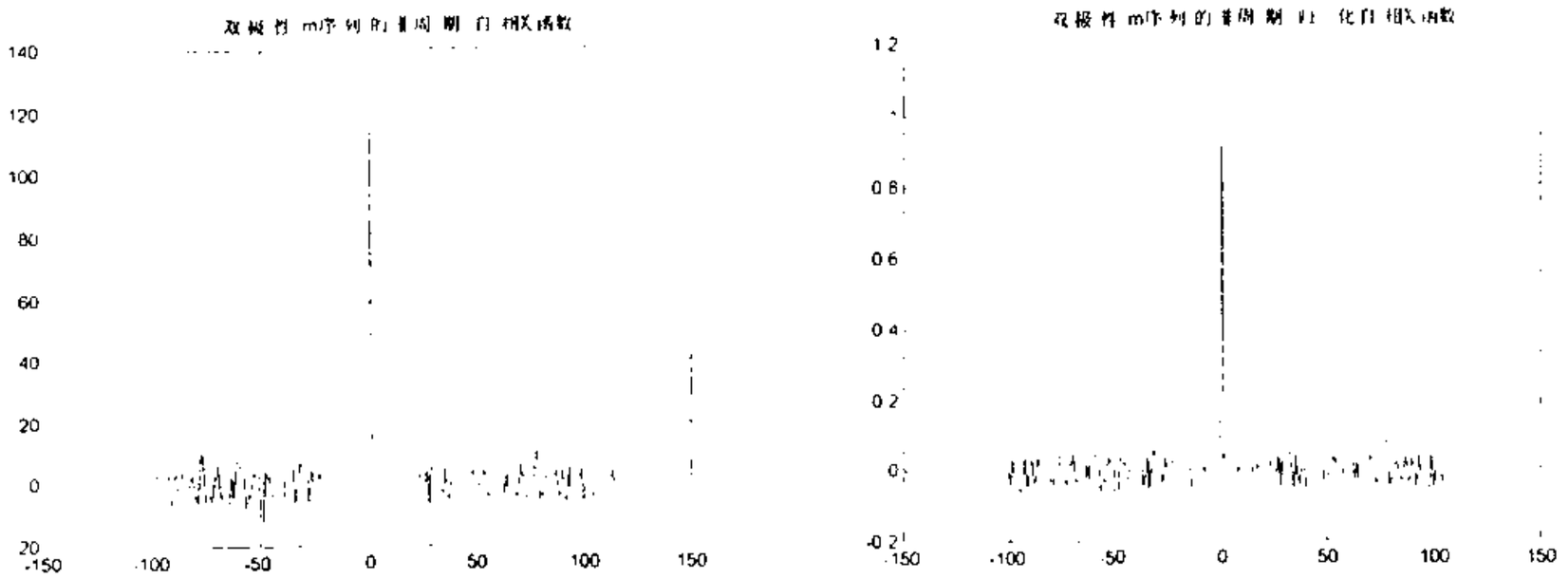
$$a_L(\tau) = \sum_{i=0}^{L-1-\tau} p_i \cdot p_{i+\tau}, \quad \tau = 0,1,2,\cdots,L\text{-}1 \tag{6.8}$$

不难看出，非周期自相关函数和周期自相关函数$a(\tau)$的关系为：

$$a(\tau) = a_L(\tau) + a_L(N-\tau) = \sum_{i=0}^{L-1} p_i \cdot p_{i+\tau}, \quad \tau = 0,1,2,\cdots,L\text{-}1 \tag{6.9}$$

6.3.2 m 序列

先来研究最常用的 m 序列是否能够满足我们的要求。以本原多项式为$f(x) = x^7 + x^3 + 1$，移位寄存器的初态为[0000001]，产生的 127 位双极性 m 序列为例，它的非周期自相关函数为图 6.1(a)、(b)所示：



(a) (b)归一化后

图 6.1 127 位双极性 m 序列的非周期自相关函数

旁瓣的最大值接近主峰的 10%。由于旁瓣的后向散射信号也被接收机接收，将会对系统产生严重的影响。下面具体分析这种影响：

首先推导系统的冲激响应。假设沿光纤的温度场分布为$T(Z)$，Z 是散射点离光注入端的距离，系统受一个能量 E=1，脉宽无限窄的冲激信号激励，则在 t 时刻收到的散射信号功率为：

$$P_{s1}(t) = K_s \cdot \exp\left[-(\alpha_p + \alpha_s)\frac{vt}{2}\right] \cdot \left\{\frac{1}{\exp\left[\frac{hc\Delta\gamma}{kT(vt/2)}\right]-1}+1\right\} \tag{6.10}$$

$$P_{as1}(t) = K_{as} \cdot \exp\left[-(\alpha_p + \alpha_{as})\frac{vt}{2}\right] \cdot \left\{\exp\left[\frac{hc\Delta\gamma}{kT(vt/2)}\right]-1\right\}^{-1} \tag{6.11}$$

光强的比值为：$R_1(t) = \dfrac{P_{as1}(t)}{P_{s1}(t)} = C \cdot \exp\left[-\dfrac{h \cdot c \cdot \Delta\gamma}{k \cdot T(vt/2)}\right] \exp\left[(\alpha_{as} - \alpha_s)\dfrac{vt}{2}\right]$ (6.12)

式中，设 K_s、K_{as} 为总的散射系数，C 为与系统有关的系数。测温系统的各个部件的特性都不随时间变化，所以整个系统的测量 $P_s(t)$ 和 $P_{as}(t)$ 的部分是一个线性时不变系统。$R(t)$ 直接代表了测量的温度场。当输入光脉冲为 $p(t)$ 时。比值为：

$$R(t) = \frac{P_{as1}(t) * p(t)}{P_{s1}(t) * p(t)} \tag{6.13}$$

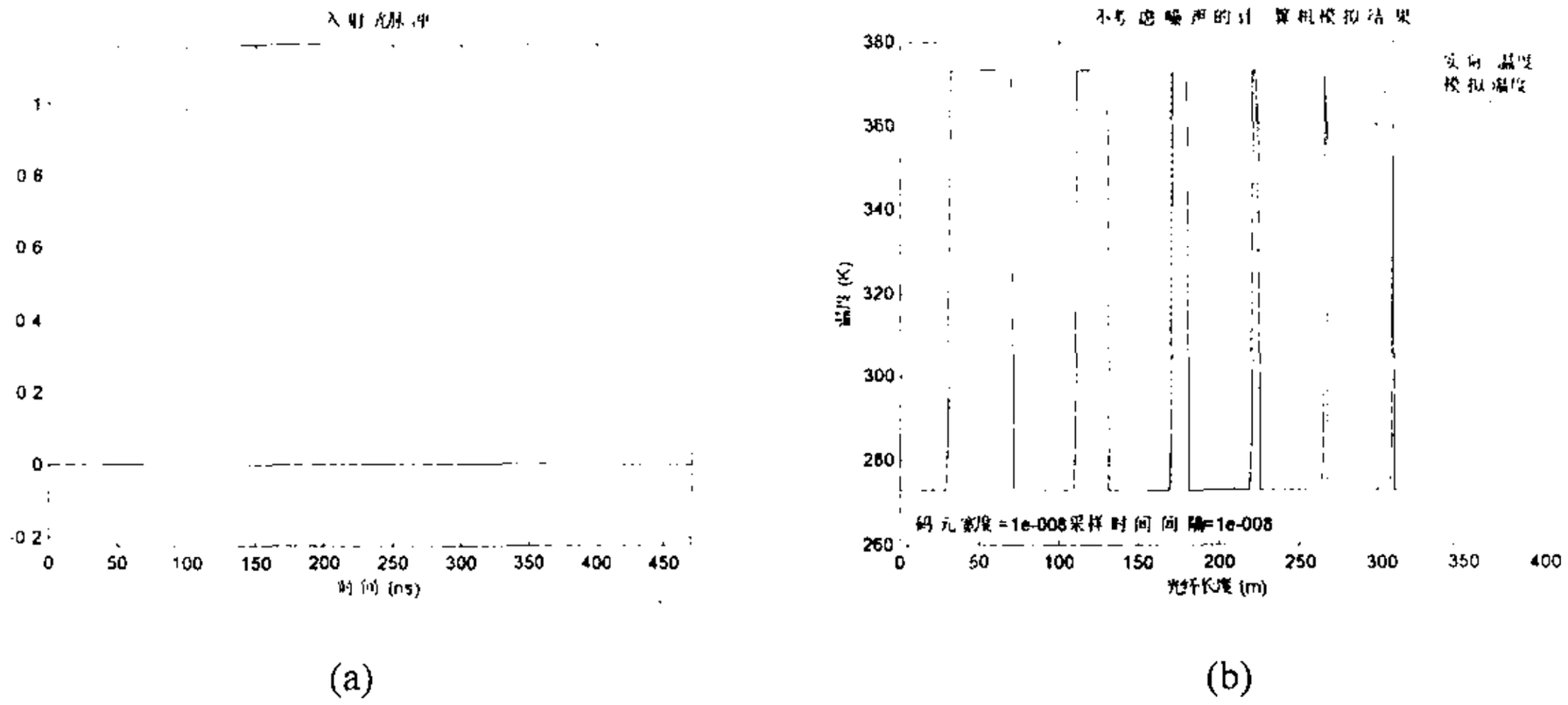
其次推导旁瓣对温度测量的影响。在单脉冲驱动的分布式光纤测温系统中，如果同步信号到来后，入射光脉冲不是立刻产生，而是延迟了Δt_1，而数据处理单元仍按照原来的同步信号启动采样，系统内部的测得的传输时间将比实际传输时间增加Δt_1，则由式(6.13)可得，$R(t)$将滞后Δt_1：

$$R(t)=\frac{P_{as1}(t)*\delta(t-\Delta t_1)}{P_{s1}(t)*\delta(t-\Delta t_1)}=\frac{P_{as1}(t-\Delta t_1)}{P_{s1}(t-\Delta t_1)}=R_1(t-\Delta t_1) \tag{6.14}$$

测得的温度场分布将比实际分布滞后一段距离Δl_1，不难得到

$$\Delta l_1=\Delta t_1\cdot v/2\text{。} \tag{6.15}$$

图 6.2 是在计算机上模拟的比同步脉冲延迟Δt_1=100ns 的入射光脉冲对测量温度场的影响。光脉冲脉宽$t_0=10ns$，A/D 采样周期$T_S=10ns$。为了便于下面的空间分辨率分析，构造了一个沿光纤分布的温度场如图中的虚线所示，实线为计算机仿真测量得到的温度分布。可见测得的温度场分布将比实际分布滞后$\Delta l_1=10m$。



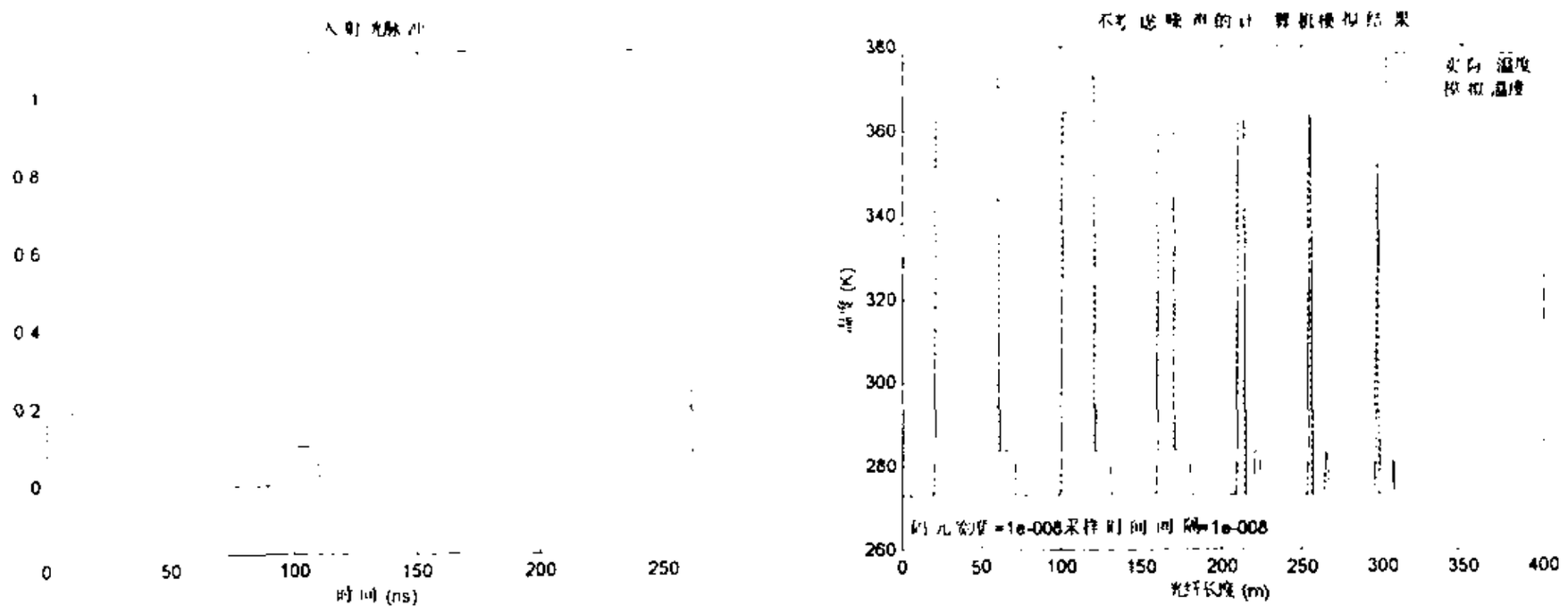
(a) (b)

图 6.2　比同步脉冲延迟Δt_1的入射光脉冲对测量温度场的影响

若入射脉冲与同步脉冲严格同步，但在延迟Δt_1处叠加一个输入脉冲$\varepsilon\delta(t-\Delta t_1)$，由式(6.16)可以看出，即使这个脉冲幅度很小，也会对测量产生重大影响。

$$R(t)=\frac{P_{as1}(t)*\left[\delta(t)+\varepsilon\delta(t-\Delta t_1)\right]}{P_{s1}(t)*\left[\delta(t)+\varepsilon\delta(t-\Delta t_1)\right]}=\frac{P_{as}(t)+\varepsilon P_{as}(t-\Delta t_1)}{P_s(t)+\varepsilon P_s(t-\Delta t_1)} \tag{6.16}$$

例如在 Δt_1 =50ns 处叠加幅度为入射脉冲 10%的输入脉冲，结果如图 6.3 所示：



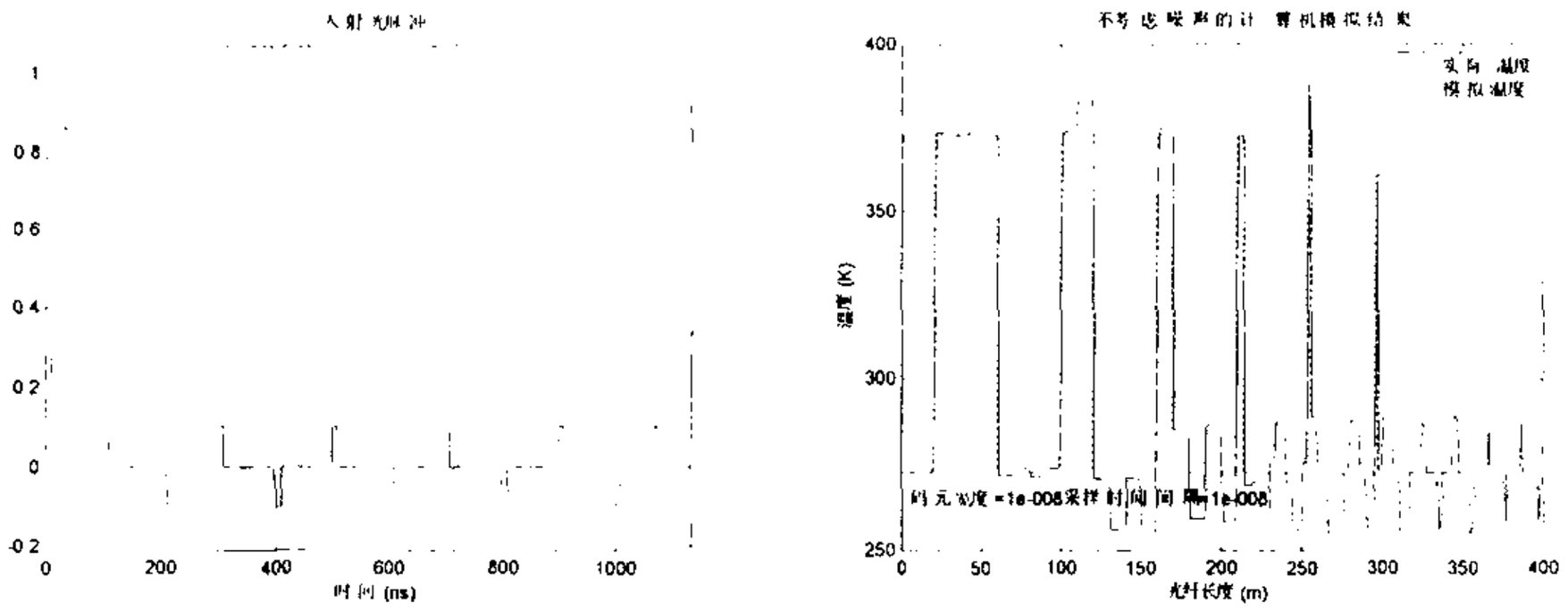
(a) (b)

图 6.3 叠加比同步脉冲延迟 Δt_1 的干扰脉冲对测量温度场的影响

由图可见，测量结果被严重扭曲。如果叠加多个脉冲，情况会更加严重。

$$R(t)=\frac{P_{as1}(t)*\left[\delta(t)+\sum_{i=1}^{N}\varepsilon_i\delta(t-\Delta t_i)\right]}{P_{s1}(t)*\left[\delta(t)+\sum_{i=1}^{N}\varepsilon_i\delta(t-\Delta t_i)\right]}=\frac{P_{as}(t)+\sum_{i=1}^{N}\varepsilon_i P_{as}(t-\Delta t_i)}{P_s(t)+\sum_{i=1}^{N}\varepsilon_i P_s(t-\Delta t_i)} \tag{6.17}$$

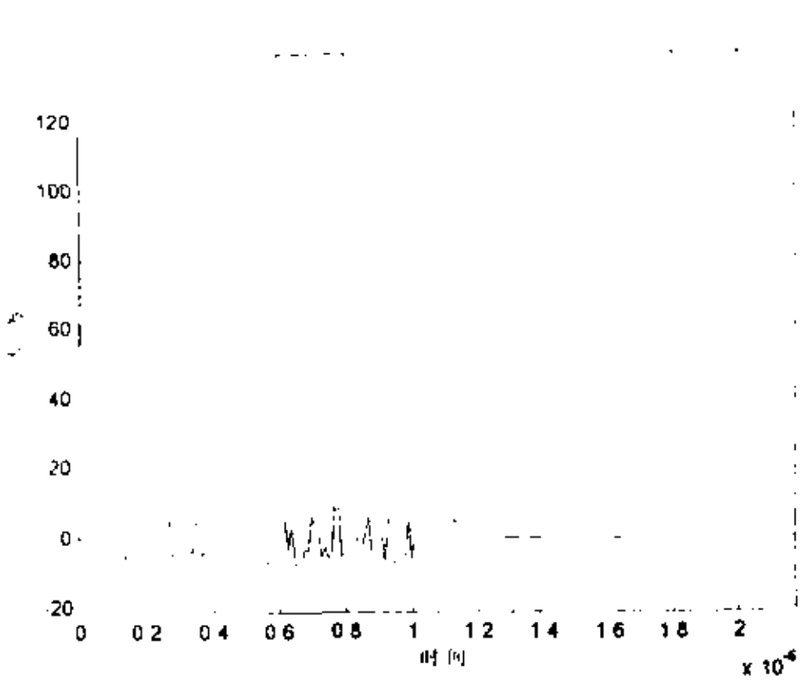
图 6.4 是叠加 10 个脉冲的情况。



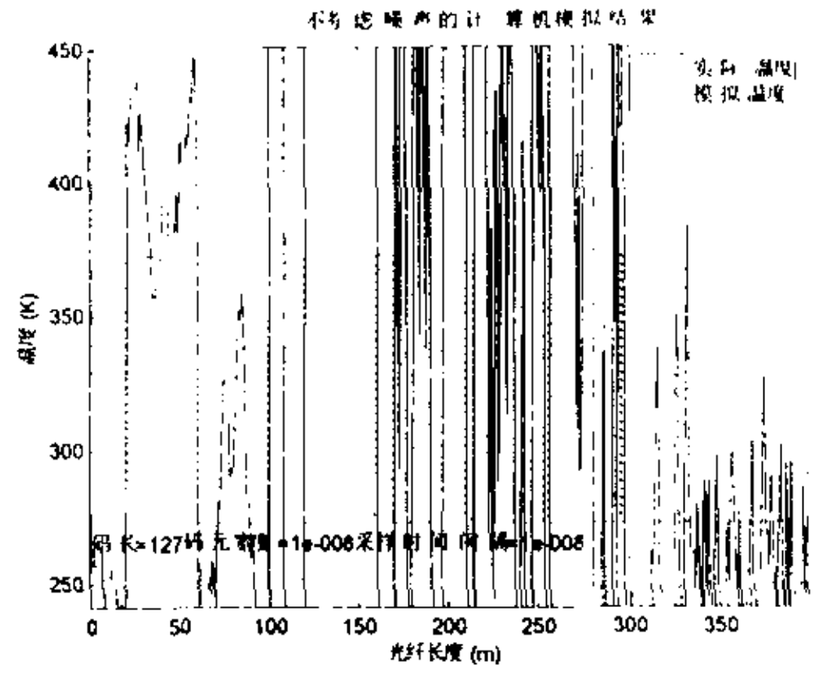
(a) (b)

图 6.4 叠加 10 个干扰脉冲的情况

双极性 m 序列的非周期自相关函数拥有大量的旁瓣，等效于在入射脉冲附近叠加无数个小脉冲（图 6.5(a)），所以会导致如图 6.5(b)所示几乎不可识别的测量结果。

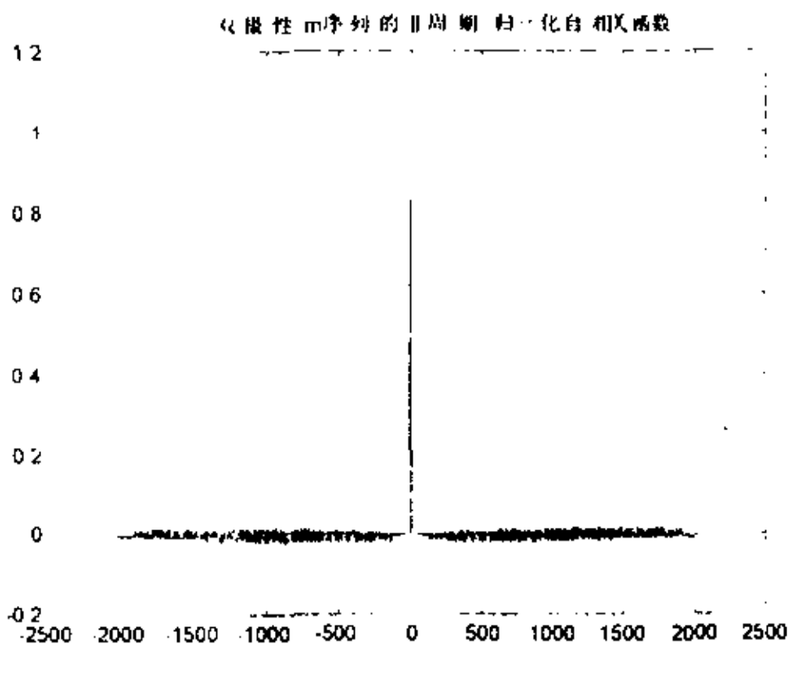


(a)等效输入信号

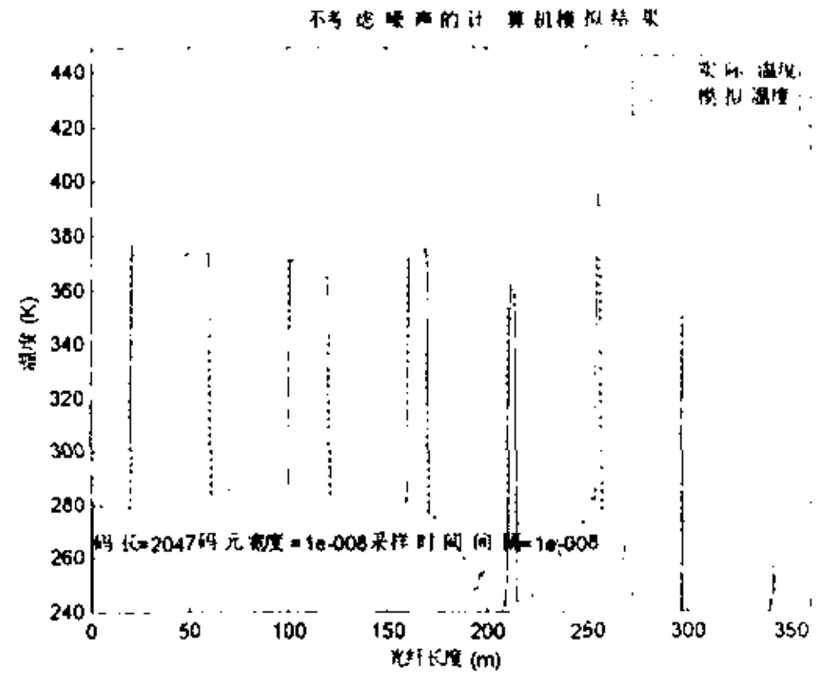


(b)测量结果

图 6.5　使用 127 位双极性 m 序列作为输入序列的测温结果



(a) 2047 位 m 序列的旁瓣



(b)2047 位 m 序列的测温结果

图 6.6　2047 位 m 序列模拟结果

解决的方法有两种：一是采用很长的 m 序列（或其它伪随机序列），以减小其旁瓣归一化值，例如 $L=2^{11}-1=2047$ 的 m 序列，其旁瓣减少为主峰的 2%（如图 6.6(a)），旁瓣的影响减小了很多，但是温度误差仍然很大（如图 6.6(b)）。国外曾经报道，有人用 $L=2^{15}-1=32767$ 的 m 序列得到了较理想的实验结果[44]。但是序列太长会导致相关时间大大增加，从而大大增加系统测量时间。

另一种方法就是寻找非周期自相关特性好的伪随机序列，目前来说这是一种很有前途的方法。

结论 2：本系统必须选择非周期自相关特性好的伪随机序列。

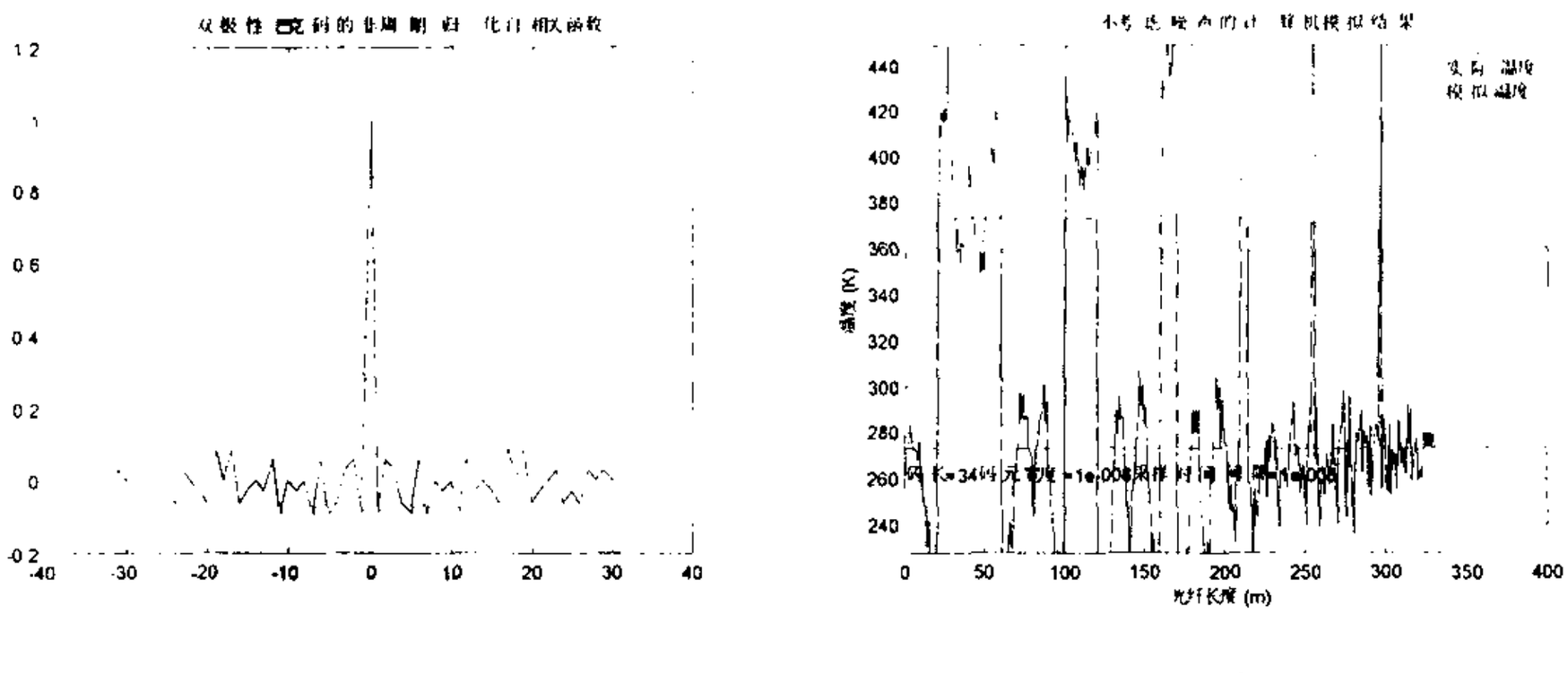
6.3.4 巴克码

国外对如何在 OTDR 中使用非周期自相关特性好的序列的相关技术作了很多研究[37][38][39][40][41]。非周期自相关函数旁瓣小的序列中最著名的是巴克码[41]。巴克码是指满足下述条件的序列：

$$a_L(\tau)=\begin{cases}N & \tau=0\\ 0 & \tau\text{是奇数}\\ \pm 1 & \tau\text{是非零偶数}\end{cases} \tag{6.18}$$

但是严格满足巴克码定义的序列很少，目前只找到 9 种[45]，最长码长只有 13。因此，为了得到更长的具有好的非周期自相关函数的序列，人们放宽了巴克提出的约束条件，改为：在给定序列长度 L 的情况下，寻找能使 $\max|a_L(\tau)|$（$\tau\neq 0$）为最小的序列。按这种搜索方法，码长较大时计算量很大，为减少计算量，可考虑从现有的序列（如 m 序列）中，将其循环移位并截取长为 L 的一段中选取较好的序列[42]。

以找到的满足放宽后的约束条件的一个码长L=34的双极性巴克码e=[1 1 1 1 1 1 1 -1 -1 -1 -1 1 1 -1 1 -1 -1 1 -1 1 1 1 -1 1 -1 -1 1 -1 1 1 -1 -1 1 -1]为例[42]，其非周期归一化自相关函数如图6.7(a)所示：



(a) (b)

图 6.7 巴克码的非周期自相关函数和模拟测温结果

由于旁瓣仍然较大，虽然测温结果（图 6.7(b)）与 m 序列（图 6.5）相比有了进步，但是仍不实用。

根据前面的分析，最好采用具有理想非周期自相关特性的序列。但是这种序列很少，这迫使我们突破单个序列的限制，研究用两个或两个以上序列的自相关函数之和构造理想的相关特性。二元互补序列就是这样的一种序列。

6.4 互补序列

二元互补序列由两个等长的二元序列组成，这两个序列的所有异相点的非周期自相关函数之和皆为零。从这一角度来说，它无疑是一种最佳的方式。

6.4.1 定义

二元互补序列的定义如下[42]：设有两个长为 L 的二元序列 A=$a_0a_1\cdots a_{L-1}$ 和 B=$b_0b_1\cdots b_{L-1}$，其非周期自相关函数分别为 $R_A(\tau)$ 和 $R_B(\tau)$，若：

$$R_A(\tau)+R_B(\tau)=2L\delta_\tau=\begin{cases}2L & \tau=0\\ 0 & \tau\neq 0\end{cases} \tag{6.19}$$

则称 A 和 B 为一个互补序列对。

6.4.2 性质

性质 **1**：互补序列对的长度必为偶数。

性质 **2**：

i. 互补序列对必须是等长序列，否则较长序列的自相关函数的边峰不可能被抵消；

ii. 互补序列对中两个序列的次序可以改变；

iii. 互补序列对中任一个序列或两个序列的码元次序可以反转而不影响互补性。

iv. 互补序列对中任一个序列或两个序列取补不影响其互补性。

性质 **3**：

i. 设序列 A 和 B 互补，则序列：

$$S_1=AB=a_0a_1\cdots a_{L-1}b_0b_1\cdots b_{L-1}$$

和

$$S_2=AB=a_0a_1\cdots a_{L-1}\bar{b}_0b_1\cdots\bar{b}_{L-1}$$

互补，式中 $\overline{b_i}$ 表示 b_i 取补。

ii. 设序列 A 和 B 互补，则序列：

$$T_1 = a_0 b_0 a_1 b_1 \cdots a_{L-1} b_{L-1}$$

和

$$T_2 = a_0 \overline{b_0} a_1 \overline{b_1} \cdots a_{L-1} \overline{b_{L-1}}$$

互补。

iii. 设序列 A=$a_0 a_1 \cdots a_{L-1}$和 B=$b_0 b_1 \cdots b_{L-1}$互补，序列 C=$c_1 c_2 \cdots c_{M-1}$和 D=$d_1 d_2 \cdots d_{M-1}$

互补，则序列：

$$U_1 = A^C B^D = A^{c_0} A^{c_1} \cdots A^{c_{M-1}} B^{d_0} B^{d_1} \cdots B^{d_{M-1}}$$

和

$$U_2 = A^{\bar{D}} B^{\bar{C}} = A^{d_{M-1}} A^{d_{M-2}} \cdots A^{d_0} B^{\bar{c}_{M-1}} B^{\bar{c}_{M-2}} B^{\bar{c}_0}$$

互补。且长为 $2LM$，式中

$$A^{d_i} = \begin{cases} A & d_i = 0 \\ \overline{A} & d_i = 1 \end{cases}$$

iv. 设序列 A=$a_0 a_1 \cdots a_{L-1}$和 B=$b_0 b_1 \cdots b_{L-1}$互补，序列 C=$c_1 c_2 \cdots c_{M-1}$和 D=$d_1 d_2 \cdots d_{M-1}$

互补，则序列：

$$V_1 = A^{c_0} B^{d_0} A^{c_1} B^{d_1} \cdots A^{c_{M-1}} B^{d_{M-1}}$$

和

$$V_2 = A^{d_{M-1}} B^{\bar{c}_{M-1}} A^{d_{M-2}} B^{\bar{c}_{M-2}} \cdots A^{d_0} B^{\bar{c}_0}$$

互补。

性质 4：互补序列对的长度必为两个整数的平方之和。

互补序列的以上性质有助于构造这种序列[42]。

6.4.3 构造方法

码长为 $L=2^r$（r 为整数）的互补序列对可以直接构造。方法如下[42]：

（1）定义广义布尔和 $b(a_i,a_j)$ 满足下述约束条件：

$$b(0,0)+b(0,1)+b(1,0)+b(1,1)=1(\mathrm{mod}\,2) \tag{6.20}$$

满足上式的广义布尔和有八种：

	1	2	3	4	5	6	7	8
b(0,0)	0	0	0	1	0	1	1	1
b(0,1)	0	0	1	0	1	1	1	0
b(1,0)	0	1	0	0	1	1	0	1
b(1,1)	1	0	0	0	1	0	1	1

（2）令 $k\in[0,L-1]$，k_1、k_2、…、k_r 为数 k 的二进制表示数列。

（3）令：$e_1(k)\equiv b(k_{\alpha_1},k_{\alpha_2})+b(k_{\alpha_2},k_{\alpha_3})+\cdots+b(k_{\alpha_{r-1}},k_{\alpha_r})(\mathrm{mod}\,2)$ (6.21)

$$e_2(k)\equiv e_1(k)+k_{\alpha_1}(\text{或}k_{\alpha_r})(\mathrm{mod}\,2) \tag{6.22}$$

其中下标 $\alpha_1,\alpha_2,\cdots,\alpha_r$ 表示数 1，2，…，r 的任意一种置换。

（4）则序列：$E_1=e_1(0),e_1(1),\cdots,e_1(2^r-1)$ 和 $E_2=e_2(0),e_2(1),\cdots,e_2(2^r-1)$ 互补。

例如构造 L=8，r=3 的互补序列对。

先将 0，1，2，…，7 表示为二进制如下：

k	0	1	2	3	4	5	6	7
$k_1(\alpha_1=1)$	0	0	0	0	1	1	1	1
$k_2(\alpha_2=2)$	0	0	1	1	0	0	1	1
$k_3(\alpha_3=3)$	0	1	0	1	0	1	0	1

可以算出：

$e_1(0)=b(0,0)+b(0,0)$　　$e_1(1)=b(0,0)+b(0,1)$　　$e_1(2)=b(0,1)+b(1,0)$

$$e_1(3)=b(0,1)+b(1,1) \qquad e_1(4)=b(1,0)+b(0,0) \qquad e_1(5)=b(1,0)+b(0,1)$$

$$e_1(6)=b(1,1)+b(1,0) \qquad e_1(7)=b(1,1)+b(1,1)$$

取广义布尔和的第一种定义，可得 E_1=00010010。再算 $e_2(i)$，若用 k_1，则可得到：

E_2=00011101。

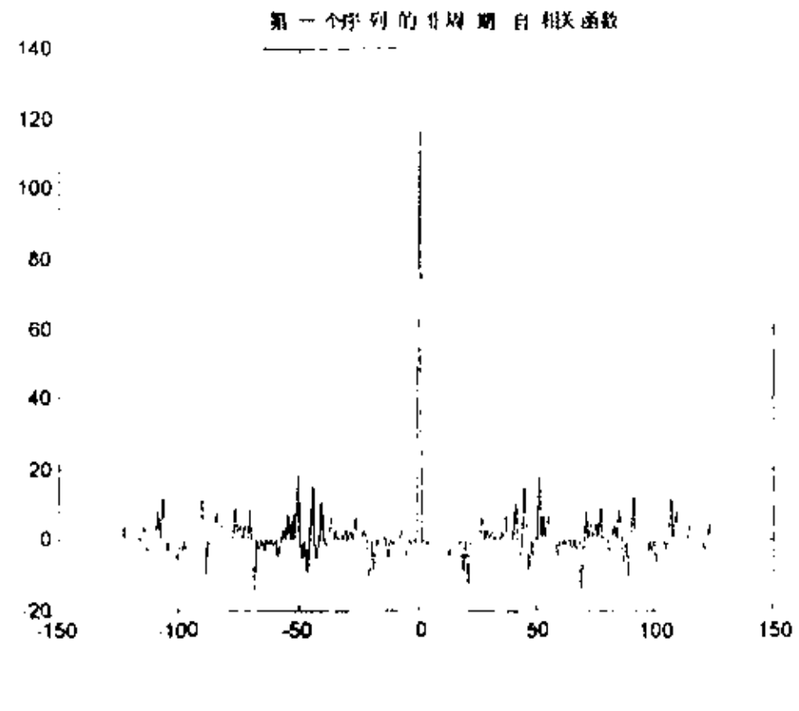
如果选另一种广义布尔和的定义，或将 $k_1k_2k_3$ 作一置换，或算 $e_2(i)$ 时改用 k_3，就可得到另一个互补序列对。可见互补序列对是很多的。容易算出，长度为 $L=2^r$ 的互补序列对的数目为：

$$n=16\cdot r!$$

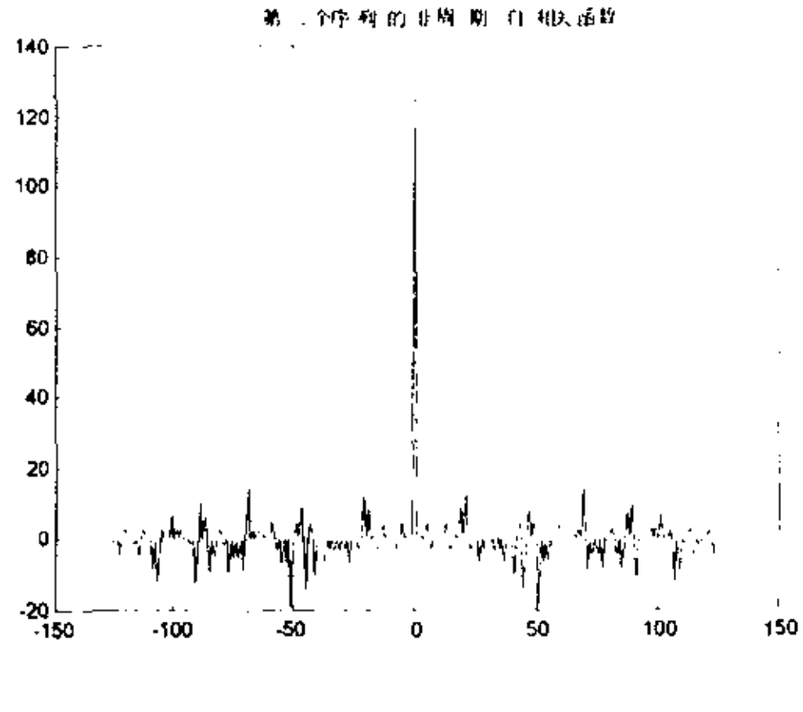
其它偶数长度的序列可以通过性质 3 来构造得到。

6.4.4 自相关特性

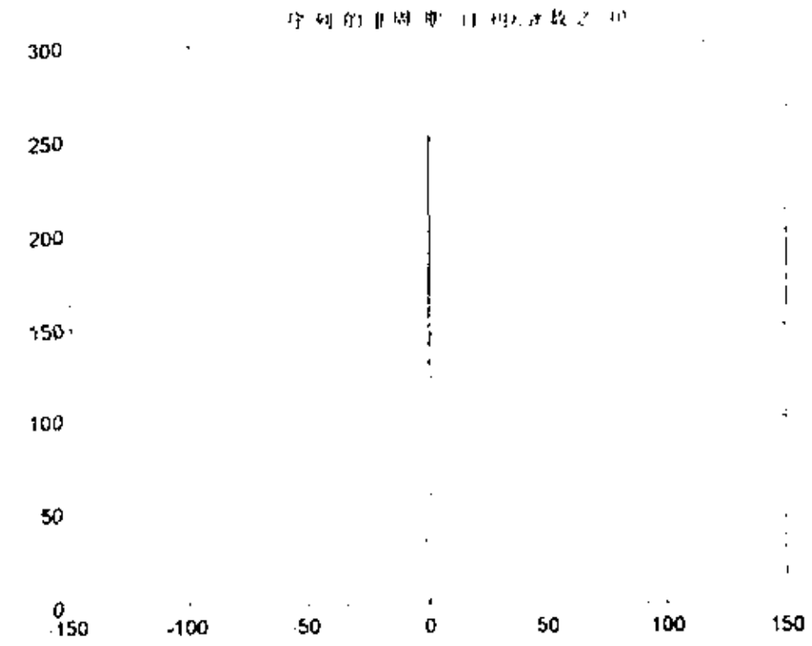
互补序列对的每个序列的自相关函数旁瓣并不为零，但是两个序列的自相关函数之和却能够将旁瓣抵消。取 r=7，码长 L=128 的互补序列，非周期自相关函数为图 6.8 (a)、(b)、(c)所示，峰值为序列的长度，旁瓣为峰值的 10%，两个自相关函数的旁瓣是对称的，相加后，峰值变为 $2L$，旁瓣完全抵消。



(a)



(b)



(c)

图 6.8　L=128 的互补序列的非周期自相关函数

6.4.5　在分布式光纤测温系统中的应用

互补序列具有如此优异的非周期自相关特性，使得它无疑是最适合应用于本系统中的码型。使用互补序列作为输入信号的分布式光纤测温系统的仿真模拟测量结果如图 6.9 所示。取码长 L=128 位，码元宽度 $\Delta t = 10ns$，采样周期 $T_S = 10ns$。

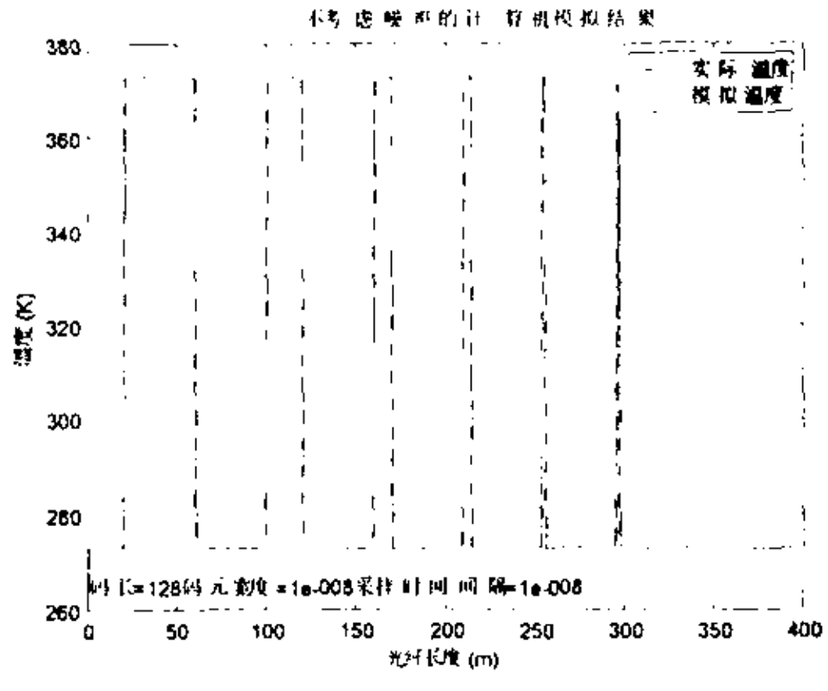


图 6.9　互补序列作为输入信号的测温仿真结果

测量结果无失真。可见，使用互补序列作为系统的激励信号是完全可行有效的。为了与输入单脉冲的系统相区别，在下文中将其称为“互补相关分布式光纤测温系统（Complementary Correlation Distributed Optical Fiber Temperature-sensing System，简称 CCDOFTS）”。

6.5 互补相关分布式光纤测温系统的性能分析

6.5.1 等效数字系统

采用双极性序列 p_k，取值为-1、1，周期为 t_0。令 $E\hat{p}(t)$ 为激光器对单个数字脉冲的冲激响应。

激光器被序列 p_k 驱动时，响应为：

$$p(t) = \sum_{i=0}^{L-1} p_i E\hat{p}(t - it_0)$$

$$= \sum_{i=0}^{L-1} p_i \delta(t - it_0) * E\hat{p}(t) \tag{6.23}$$

系统的冲激响应为：

$$P_{s1}(t) = K_s \cdot \exp\left[-(\alpha_p + \alpha_s)\frac{vt}{2}\right] \cdot \left\{\frac{1}{\exp\left[\frac{hc\Delta\gamma}{kT(vt/2)}\right] - 1} + 1\right\} \tag{6.24}$$

$$P_{as1}(t) = K_{as} \cdot \exp\left[-(\alpha_p + \alpha_{as})\frac{vt}{2}\right] \cdot \left\{\exp\left[\frac{hc\Delta\gamma}{kT(vt/2)}\right] - 1\right\}^{-1} \tag{6.25}$$

以 anti-Stokes 信号为例，系统收到的 anti-Stokes 信号为：

$$P_{as}(t) = P_{as1}(t) * p(t) = \sum_{i=0}^{L-1} p_i \delta(t - it_0) * E\hat{p}(t) * P_{as1}(t) \tag{6.26}$$

若采样周期也为 t_0，用 $P_{as,k}$ 表示相应的采样值，所得到的数字采样值为

$$P_{as,k} = P_{as}(kt_0) \tag{6.27}$$

设系统对单个数字脉冲的响应为 $P_{as2}(t)$：

$$P_{as2}(t) = E\hat{p}(t) * P_{as1}(t) \tag{6.28}$$

用 $P_{as2,k}$ 表示相应的采样值，即 $P_{as2,k} = P_{as2}(kt_0)$。则数字采样为：

$$P_{as,k} = E\sum_{i=0}^{L-1} p_i P_{as2,k-i} \tag{6.29}$$

可见整个过程可以简化为离散序列 p_i 与采样值 $P_{as2,k}$ 的卷积：

$$P_{as,k} = E \cdot p_k * P_{as2,k} \tag{6.30}$$

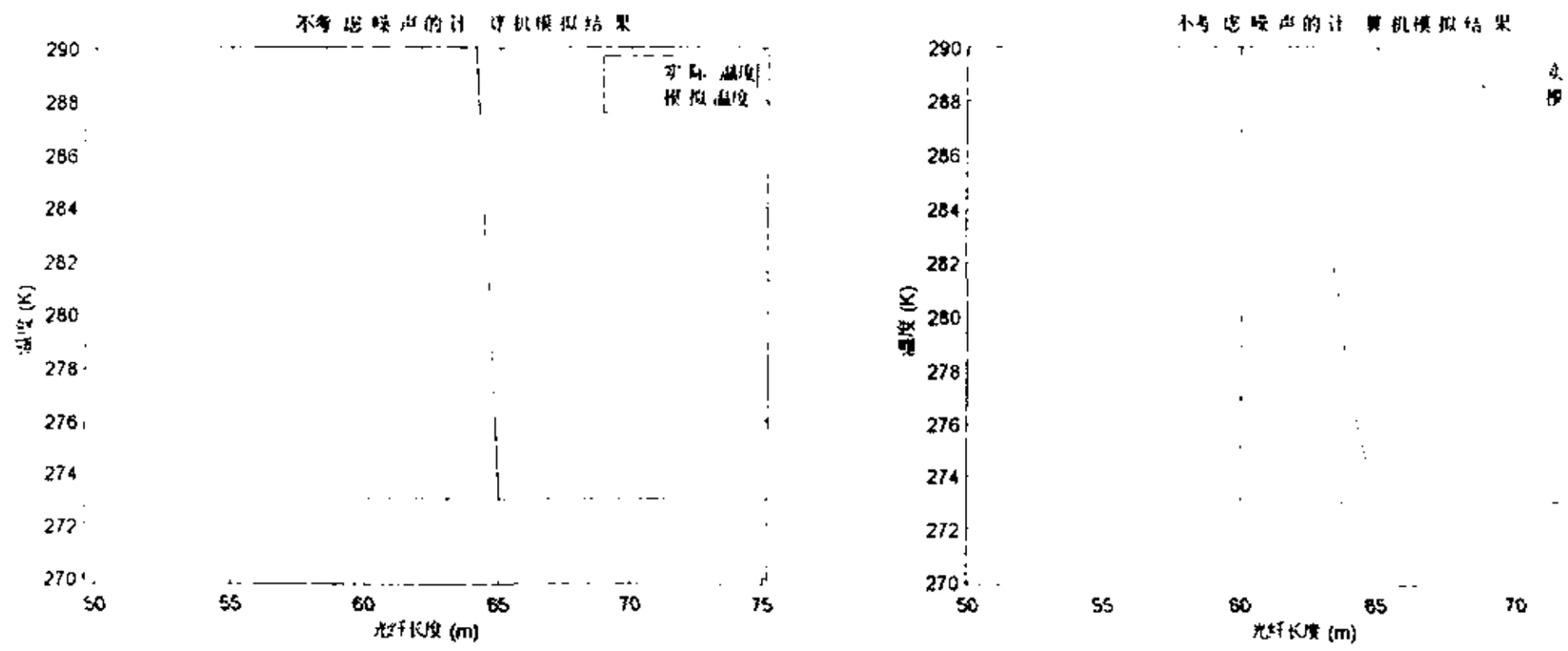
这里是从全光路的角度来分析的，实际设计中还要考虑接收机的响应函数问题。

6.5.2 空间分辨率

设有两个长为 L 的二元序列 A=$a_0a_1\cdots a_{L-1}$和 B=$b_0b_1\cdots b_{L-1}$，码元宽度为t_0，其非周期自相关函数分别为 $R_A(\tau)$和 $R_B(\tau)$，则有

$$R_A(\tau)+R_B(\tau)=\begin{cases}\dfrac{2L}{t_0}(\tau+t_0) & -t_0 \le \tau \le 0\\ -\dfrac{2L}{t_0}(\tau-t_0) & 0 \le \tau \le t_0\\ 0 & \tau \ne 0\end{cases} \tag{6.31}$$

自相关函数和在 $\tau>0$ 区间内的脉宽为 t_0，所以与脉宽为 t_0 的单脉冲系统相比，CCDOFTS 没有改善系统的空间分辨率。如图 6.10 所示，单脉冲和码元宽度均为 50ns，图(b)与图(a)相比，距离分辨率是一样的。



(a)单脉冲输入　　(b)64 位互补序列输入

图 6.10　互补序列没有改善系统的空间分辨率

可以通过压缩码元宽度来提高距离分辨率。从下面的分析可知，如果码长足够长，可以在较低码元幅度的条件下实现较高温度分辨率。而幅度较低时，压缩码宽比压缩大电流脉冲的宽度要容易得多。所以采用这种技术，配合压缩码宽，可以实现高距离分辨率的测量。

6.5.3 信噪比与温度分辨率

噪声的度量[43]：噪声用它们的均方根值来度量，称为噪声的“有效值”，例如，电压测量系统，其有效噪声电压为：

$$V_n = \left(\overline{V_n'^2}\right)^{1/2} = \left(\sum_{i=1}^{N} V_n'^2 / N\right)^{1/2} \tag{6.32}$$

式中，V_n' 表示第 i 次测量时的噪声电压，N 是测量的总次数。

信噪比 SNR 通常定义为信号值和噪声有效值的比：$SNR = S/N$。在 N 次累加过程中，信号增加因子为 N，噪声增加因子为 $\sqrt{N}$，故信噪比改善程度为[43]：

$$SNIR = (S/N)_{累加} / (S/N)_{无累加} = \sqrt{N} \tag{6.33}$$

表明信噪比改善与累加平均次数 N 的平方根成正比。同理，在相关过程中，噪声增加因子为 $\sqrt{L}$。

在互补序列对的相关过程中，系统的模型如下所述：

（1）输入系统的双极性序列为 A、$B=\pm 1$，输出分别为 x^A、x^B，则：

$$x^A = A * h, \quad x^B = B * h \tag{6.34}$$

（2）将系统的各自的输出相关，建立部分输出 y^A、y^B：

$$y^A = A \otimes x^A, \quad y^B = B \otimes x^B \tag{6.35}$$

（3）将部分输出相加产生系统冲激响应的估计值：

$$y = y^A + y^B = 2Lh \tag{6.36}$$

重建的响应为 h 的 $2L$ 倍，但是噪声也增加了 $\sqrt{2L}$[36]，最终的信噪比改善了

$\frac{2L}{\sqrt{2L}} = \sqrt{2L}$。所以采用码长 L 的互补序列作为输入信号，与采用单脉冲作为输入信号并累加 $2L$ 次相比，对信噪比的改善结果是相同的。结合第二章的式（2.20），可得到温度分辨率公式为：

$$\Delta T = \frac{k \cdot T^2}{\sqrt{2LN} \cdot h \cdot c \cdot \Delta\gamma} \left(\frac{n_a}{P_a} \right) \tag{6.37}$$

由此可见，在一定的范围内，在相同信噪比和空间分辨率的情况下，可以近似地认为输入光功率 P_m、码长 L、累加次数 N 有如下关系：

$$P_m \cdot \sqrt{2L} \cdot \sqrt{N} = Const \tag{6.38}$$

如果伪随机码是单个序列，则是上式的特殊情况，在相同信噪比和空间分辨率的情况下，输入光功率 P_m、累加次数 N 有如下关系：

$$P_m \cdot \sqrt{L} \cdot \sqrt{N} = Const \tag{6.39}$$

单脉冲输入也是上式的特殊情况，在相同信噪比和空间分辨率的情况下，输入光功率 P_m、累加次数 N 有如下关系：

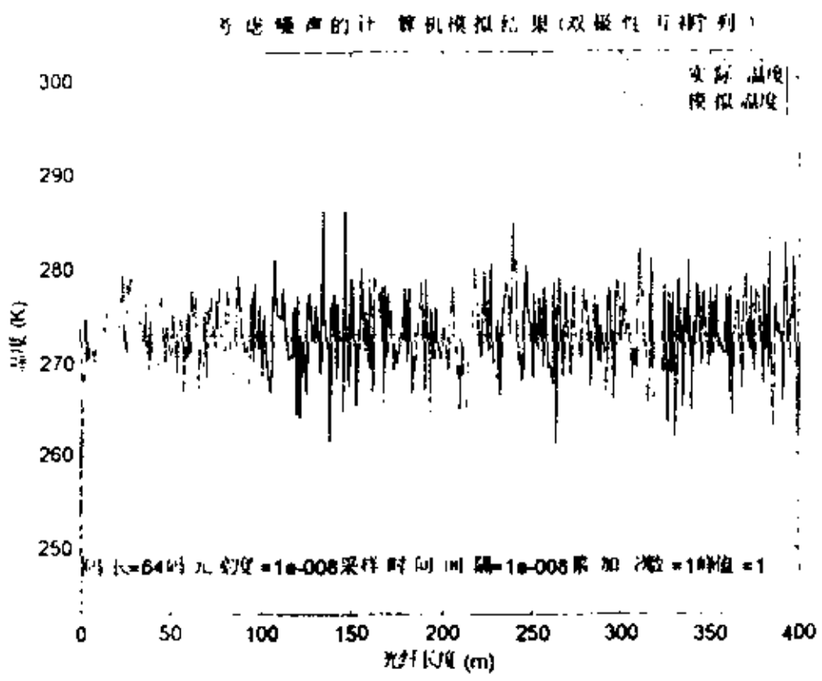
$$P_m \cdot \sqrt{N} = Const \tag{6.40}$$

所以，在相同的测温精度下，采用长为 L 的互补序列作为输入信号，可使累加次数减少到原来的 $1/2L$，或使激光器输出激励光强减少到原来的 $1/\sqrt{2L}$（光发射机输出激励电流减少到原来的 $1/\sqrt[4]{2L}$）。

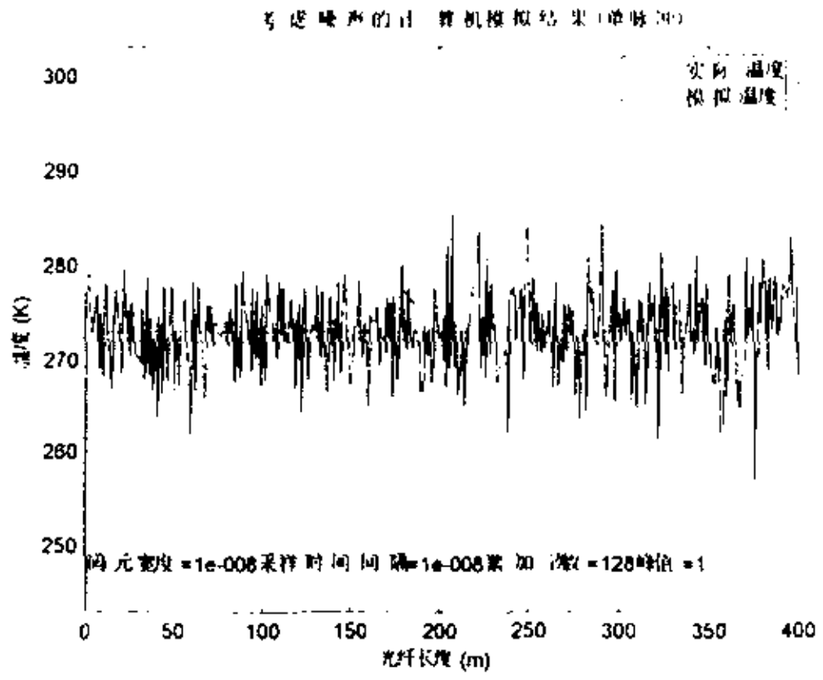
采用长为 L 的互补序列作为输入信号，与输入单脉冲并累加平均 $2L$ 次的信噪比是相同的。图 6.11 是两者的对比，图(a)是码长 L=64，码宽 10ns 时的测温结果；图(b)是累加次数 N=128，单脉冲宽度 10ns 时的测温结果；图(c)是累加次数 N=64，单脉冲宽度 10ns 时的测温结果；图(d)是累加次数 N=256，单脉冲宽度 10ns 时的测温结果。可以看出，图(a)和(b)的结果基本相似。

采用长为 L 的互补序列作为输入信号，与输入 $\sqrt{2L}$ 倍光强的单脉冲的信噪比是相同的。图 6.12 是两者的对比，图(a)是单脉冲宽度 10ns，输入光功率峰值为 16H（H 为

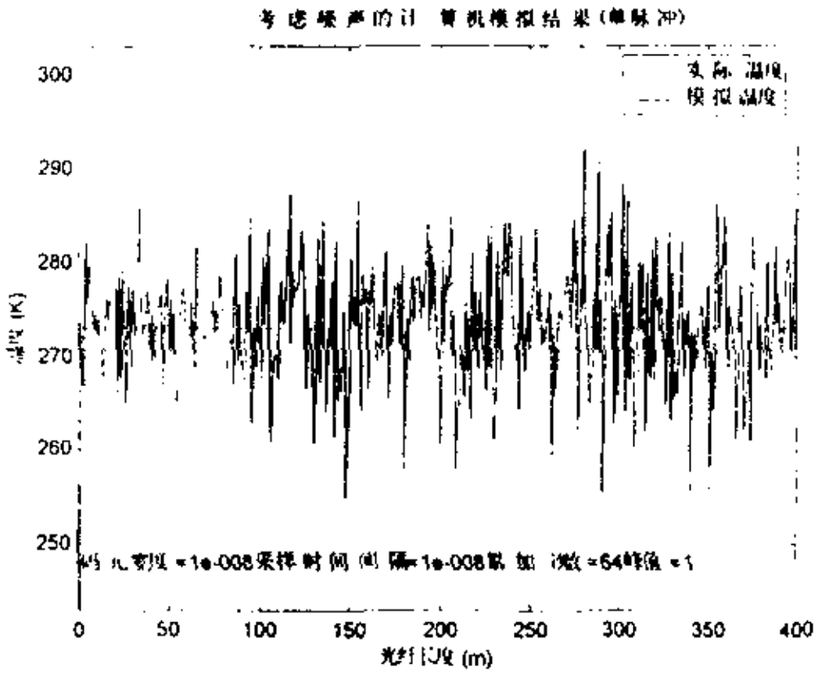
单位值）时的测温结果；图(b)是码长 L=128，码宽 10ns，输入光功率峰值为 H 时的测温结果；图(c)是码长 L=64，码宽 10ns，输入光功率峰值为 H 时的测温结果；图(d)是码长 L=256，码宽 10ns，输入光功率峰值为 H 时的测温结果。可以看出，图(a)和(b)的结果基本相似。



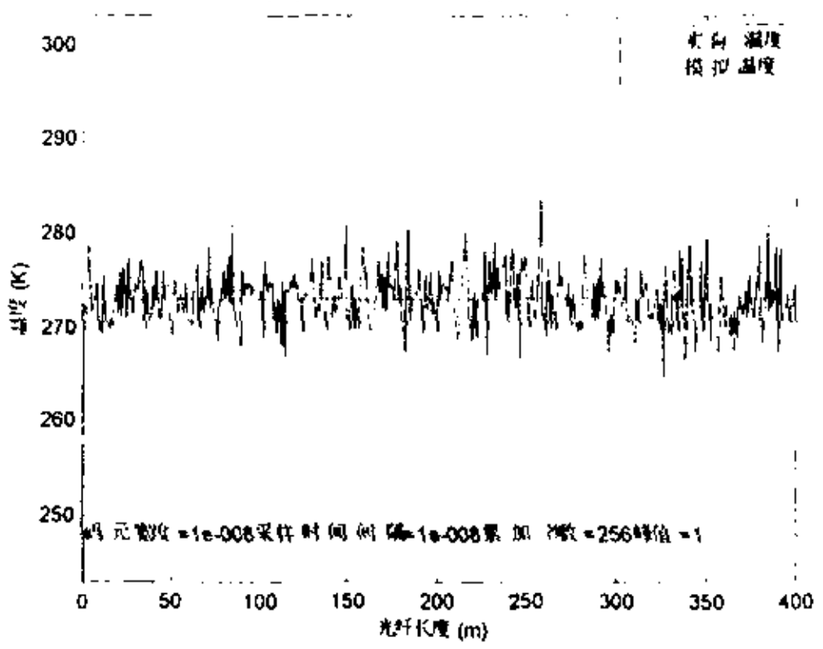
(a)输入互补序列，L=64



(b)输入单脉冲，N=128

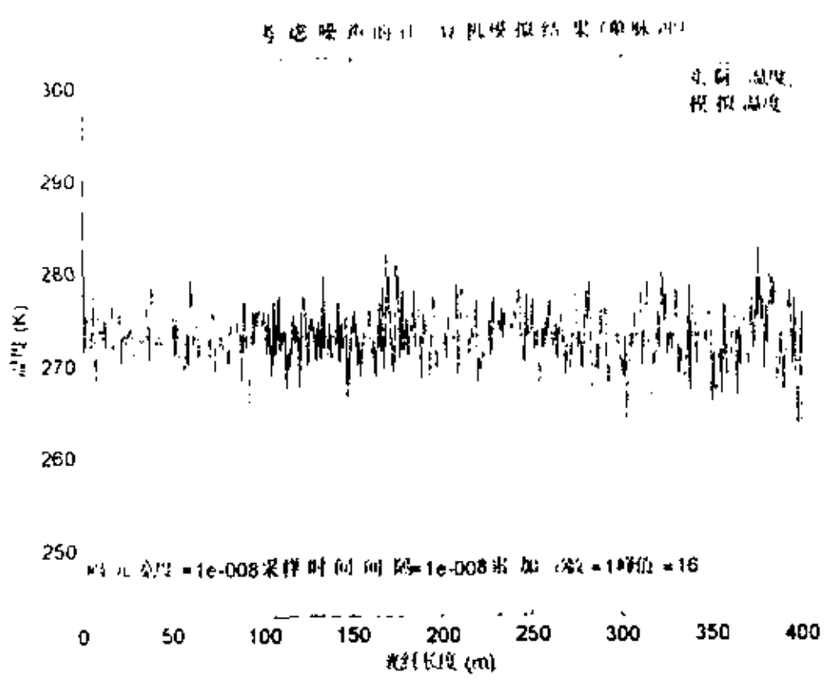


(c)输入单脉冲，N=64

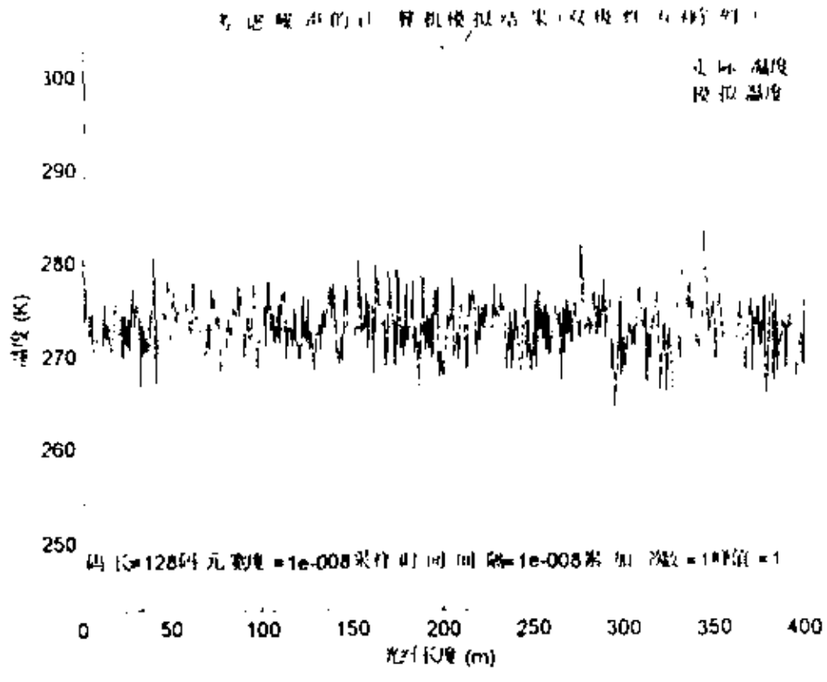


(d)输入单脉冲，N=256

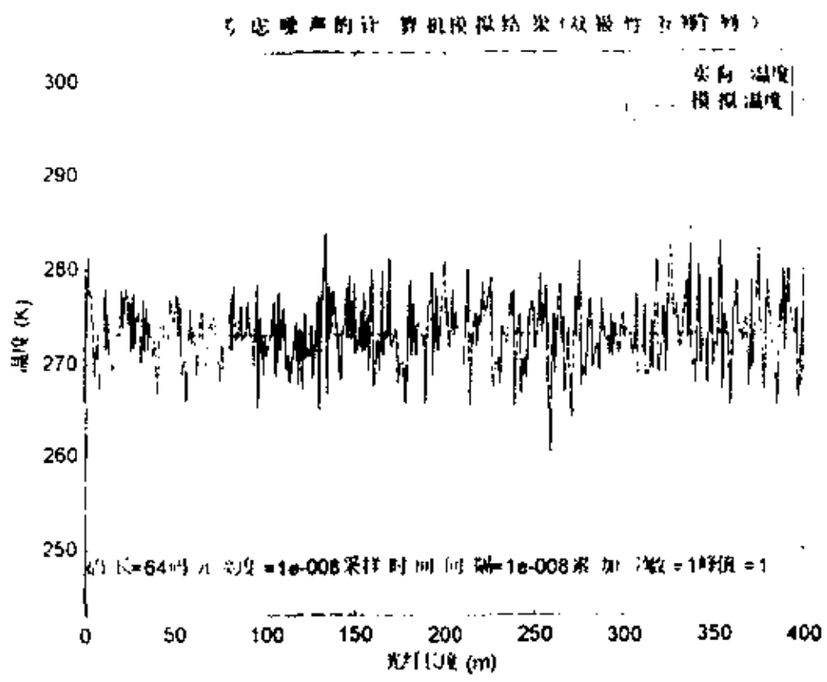
图 6.11　测温结果对比



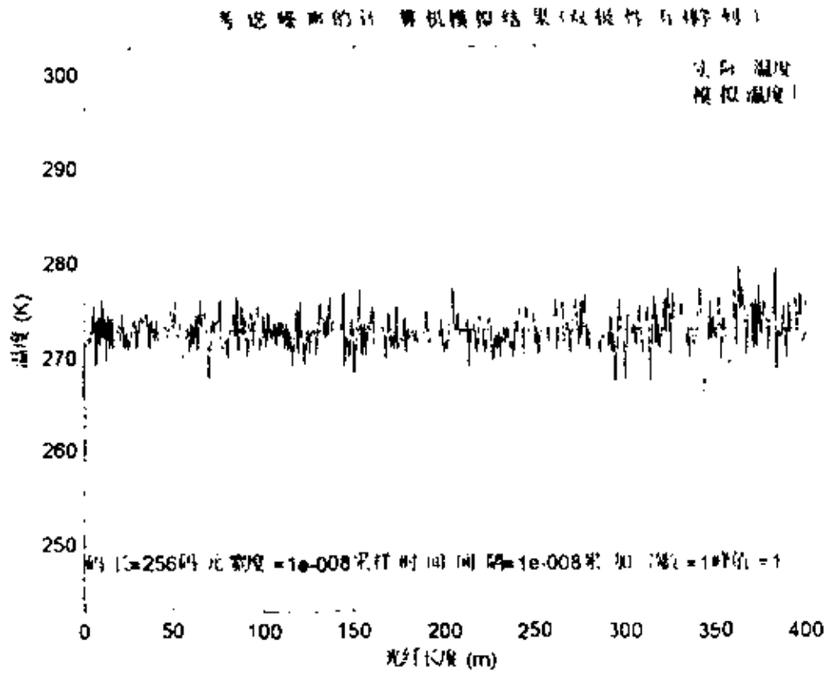
(a)输入单脉冲，光功率峰值为 16H



(b)输入互补序列，L=128，光功率峰值为 H



(c)输入互补序列，L=64，光功率峰值为 H



(d)输入互补序列，L=256，光功率峰值为 H

图 6.12　测温结果对比

6.5.3　测量时间

在相同信噪比和空间分辨率的情况下，输入光功率 P_m、码长 L、累加次数 N 有如下关系：

$$P_m \cdot \sqrt{2L} \cdot \sqrt{N} = Const \tag{6.41}$$

由上式可以得出如下结论：

（1）相同入射光功率情况下，互补相关系统所需的测量次数和时间仅是单脉冲系统的 $1/2L$。

（2）如果激励光强减少为原来的 $1/m$，要达到相同的信噪比，互补相关系统所需的测

量次数和时间是单脉冲系统的$m^2/2L$。

（4）由上式可以推出，若激励电流为I，同样有：

$$I^2 \cdot \sqrt{2L} \cdot \sqrt{N} = Const \tag{6.42}$$

如果激励电流减少为原来的$1/m$，要达到相同的信噪比，互补相关系统所需的测量次数和时间是单脉冲系统的$m^4/2L$。

但是由于两个序列必须先后输入系统，所以测量时间是上述的两倍。

6.6 结论

上面提出的 CCDOFTS 技术摆脱了传统分布式光纤测温系统单纯靠增加入纤光功率来提高温度分辨率的困境，可以在减少或至少不增大入纤光功率的前提下通过增加序列长度来极大地提高系统温度分辨率（可提高$\sqrt{2L}$倍）。该技术在研制高距离分辨率、高温度分辨率、长测量距离的分布式光纤测温系统中有重大的应用前景。该原理同样可应用于其它类似场合，如 OTDR 光损耗测量等。

第七章　互补相关分布式光纤测温系统的设计

7.1　单极性信号处理

第六章的讨论全部是基于双极性信号的。对于双极性信号，前面的互补方法是有效的。但是，分布式光纤测温系统由于物理条件的限制，只能输入单极性信号。因此必须找一个适合于单极性信号的算法。

解决的方法是在差分的基础上传输双极性信号，具体方法如下[36]：

要将给定的双极性代码$c_k = \pm\beta$（β是常量）输入系统，令单极性代码：

$$u_k = \begin{cases} 0 & c_k = -\beta \\ 2\beta & c_k = \beta \end{cases} \tag{7.1}$$

则单极性信号与双极性信号的关系为：$u_k = \beta + c_k$。(7.2)

令$\bar{u}_k$为单极性信号u_k的补码，它通过高低电平的转换得到：

$$\bar{u}_k = \begin{cases} 0 & u_k = 2\beta \\ 2\beta & u_k = 0 \end{cases} \tag{7.3}$$

即：$\bar{u}_k = \beta - c_k$。(7.4)

比较两式，双极性信号可表示为单极性信号的差：$c_k = \frac{1}{2}(u_k - \bar{u}_k)$。(7.5)

将这个讨论用于线性时不变系统，使它输入单极性信号：

$$x_k^{(1)} = h_k * u_k, \quad x_k^{(2)} = h_k * \bar{u}_k \tag{7.6}$$

将结果相减，得到系统输出：

$$x_k = x_k^{(1)} - x_k^{(2)} = 2h_k * c_k \tag{7.7}$$

在互补相关分布式光纤测温系统中传输双极性互补序列信号的方法如下：

（1）设$A(t)$、$B(t)$为一对双极性互补序列，其取值为$\pm\beta$。令：

$$u_A(t) = \beta + A(t), \quad \bar{u}_A(t) = \beta - A(t), \quad u_B(t) = \beta + B(t), \quad \bar{u}_B(t) = \beta - B(t) \tag{7.8}$$

则$u_A(t)$、$u_A(t)$、$u_B(t)$、$u_B(t)$为四个取正值的单极性信号。

（2）将它们作为四个输入信号，在系统同步脉冲的作用之下，顺序地输入光纤。光接收机先后收到的八个散射光信号为：

$$x_A^s(t)=u_A(t)*h_s(t),\quad x_A^{as}(t)=u_A(t)*h_{as}(t),\quad x_A^s(t)=u_A(t)*h_s(t),\quad x_A^{as}(t)=u_A(t)*h_{as}(t),$$
$$x_B^s(t)=u_B(t)*h_s(t),\quad x_B^{as}(t)=u_B(t)*h_{as}(t),\quad x_B^s(t)=u_B(t)*h_s(t),\quad x_B^{as}(t)=u_B(t)*h_{as}(t)。$$
(7.9)

式中：$h_s(t)$为系统的 Stokes 散射信号冲激响应，$h_{as}(t)$为系统的 anti-Stokes 散射信号冲激响应。

（3）接收的结果相减：

$$y_A^s(t)=x_A^s(t)-\bar{x}_A^s(t),\quad y_A^{as}(t)=x_A^{as}(t)-\bar{x}_A^{as}(t) \tag{7.10}$$
$$y_B^s(t)=x_B^s(t)-\bar{x}_B^s(t),\quad y_B^{as}(t)=x_B^{as}(t)-x_B^{as}(t)$$

（4）再与输入序列的差作相关：

$$z_A^s(t)=y_A^s(t)\otimes A(t),\quad z_A^{as}(t)=y_A^{as}(t)\otimes A(t) \tag{7.11}$$
$$z_B^s(t)=y_B^s(t)\otimes B(t),\quad z_B^{as}(t)=y_B^{as}(t)\otimes B(t)$$

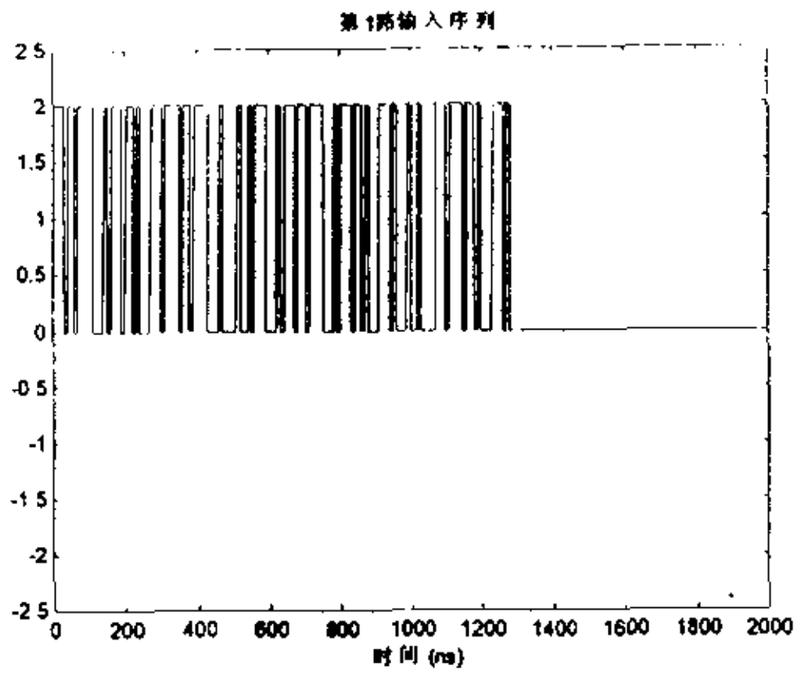
（5）相关结果相加：

$$z^s(t)=z_A^s(t)+z_B^s(t),\quad z^{as}(t)=z_A^{as}(t)+z_B^{as}(t) \tag{7.12}$$

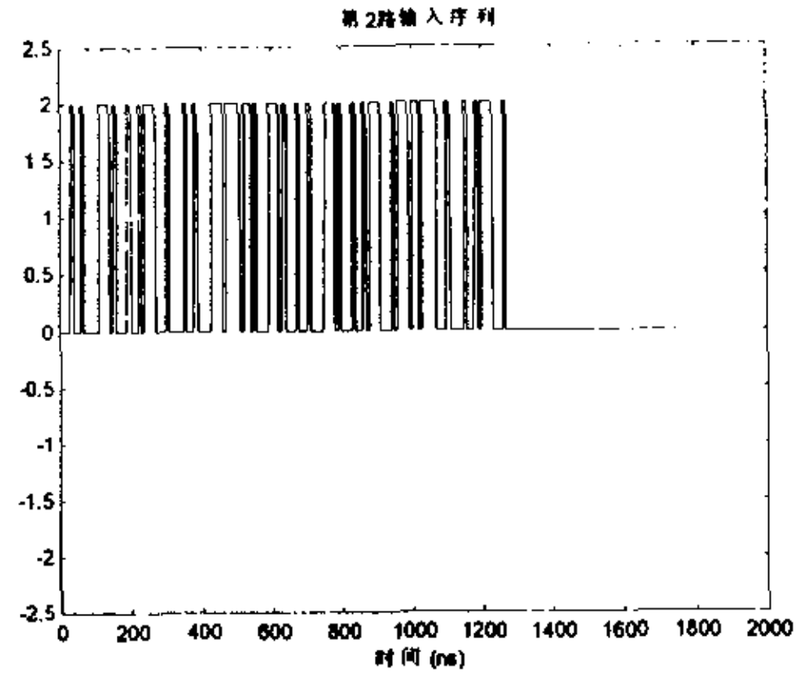
（6）求比值：$R(t)=\dfrac{z^{as}(t)}{z^s(t)}$。 (7.13)

容易求出，采用这种信号处理手段的信噪比增益仍为$\sqrt{2L}$[36]。

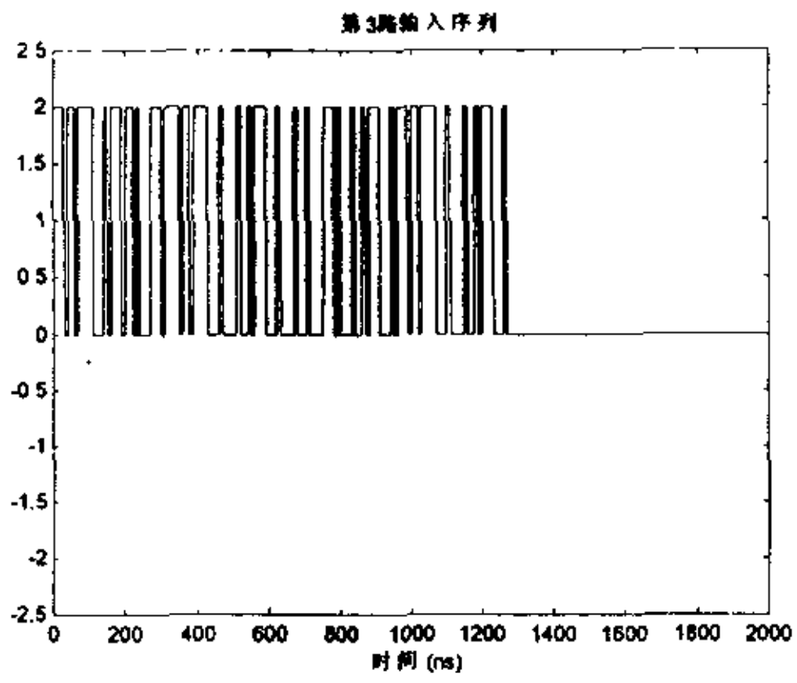
使用以上的互补序列作为输入信号的分布式光纤测温系统的仿真模拟结果如图7.1(a)~(y)所示。码长 L=128 位，码元宽度$\Delta t=10ns$，采样周期$T_S=10ns$。可以看出，由于自相关的旁瓣完全抵消，可以得到无失真的温度测量结果。



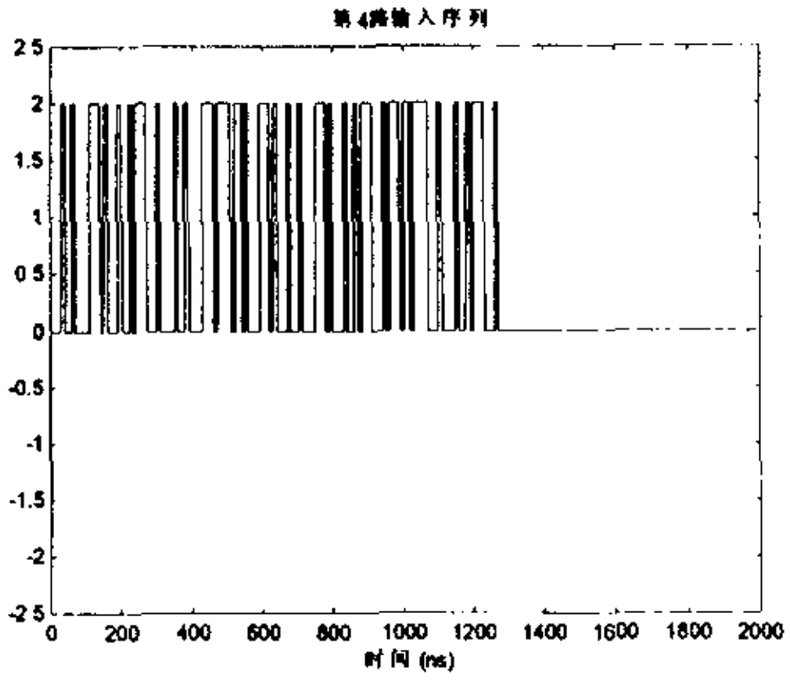
(a)第 1 个输入序列



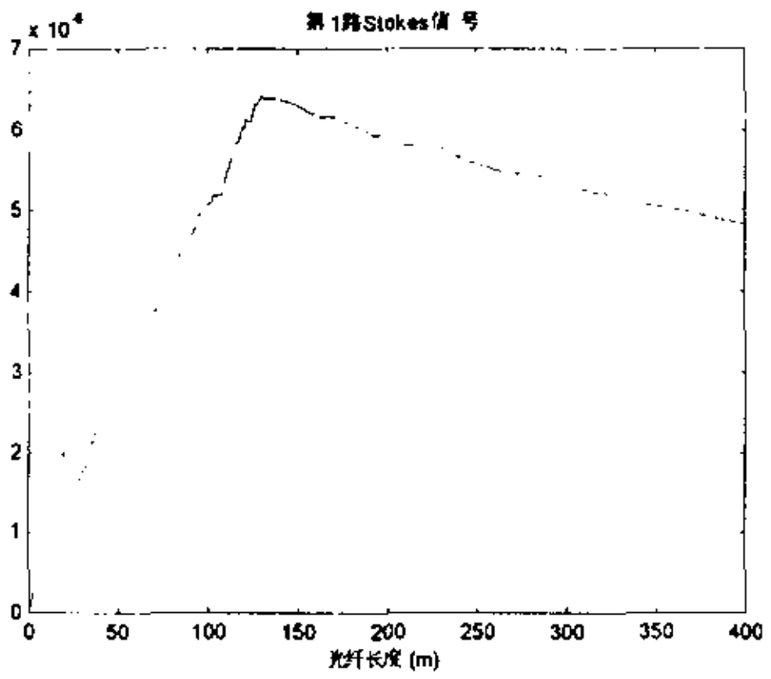
(b)第 2 个输入序列



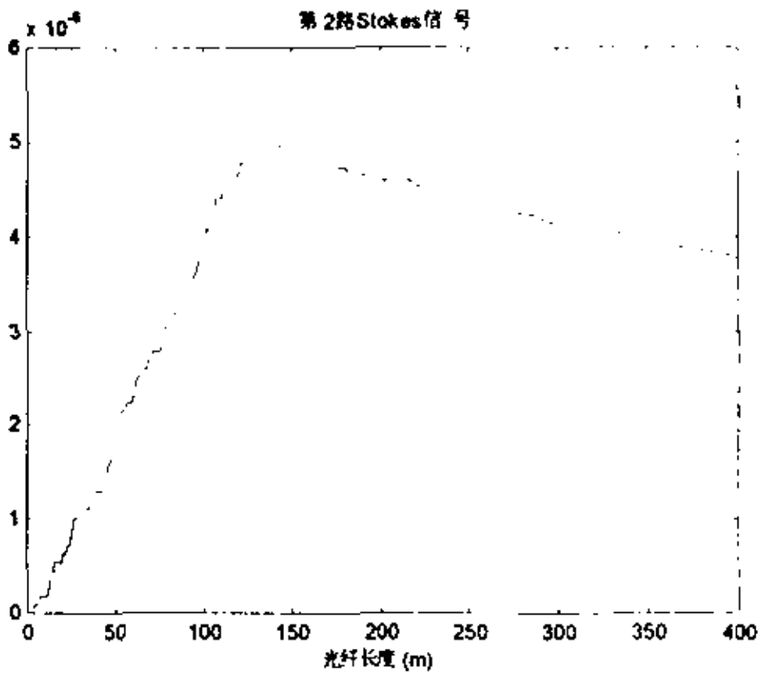
(c)第 3 个输入序列



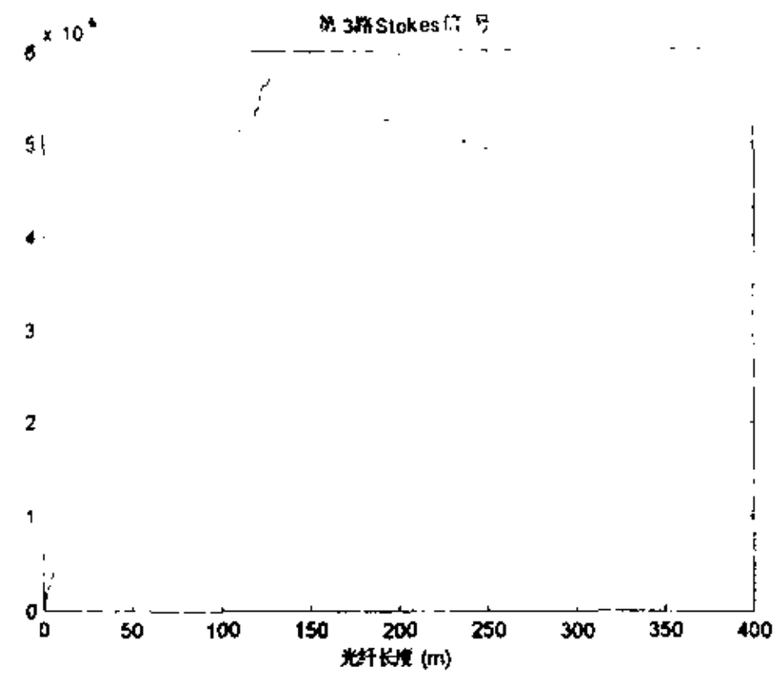
(d)第 4 个输入序列



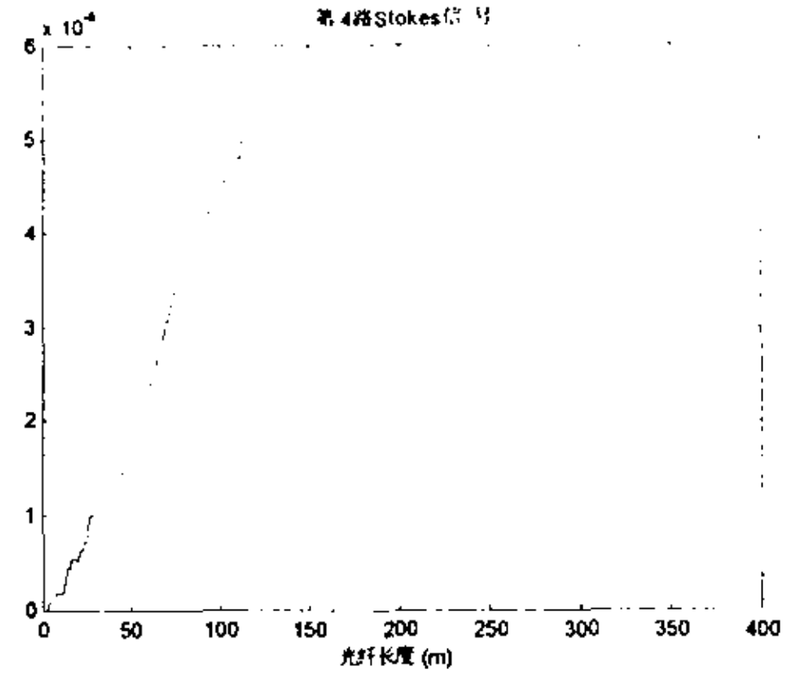
(e)第 1 路 Stokes 信号



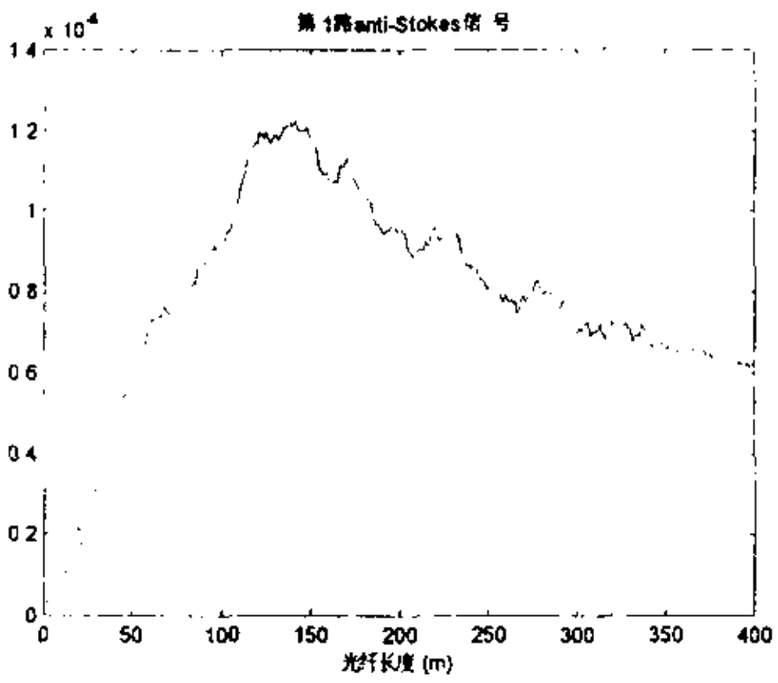
(f)第 2 路 Stokes 信号



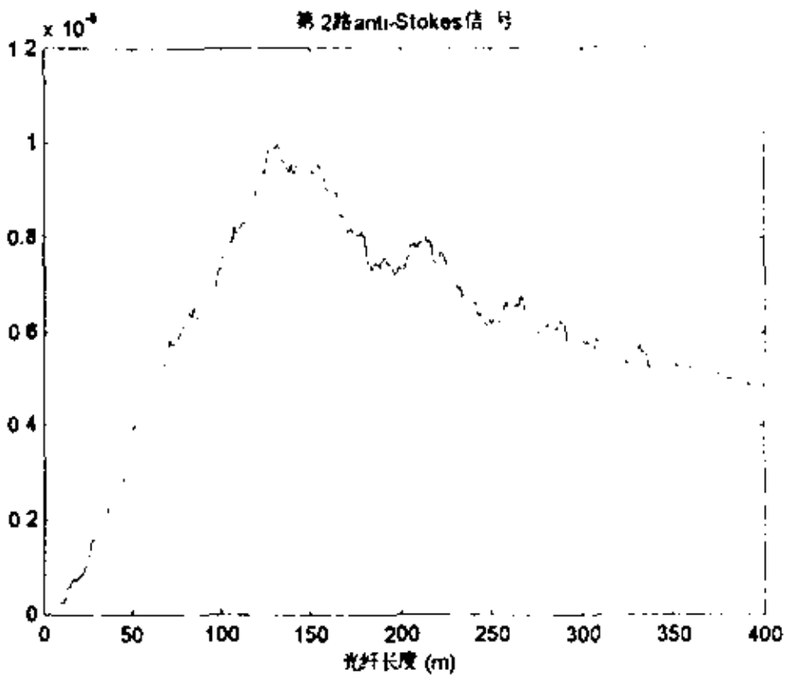
(g)第 3 路 Stokes 信号



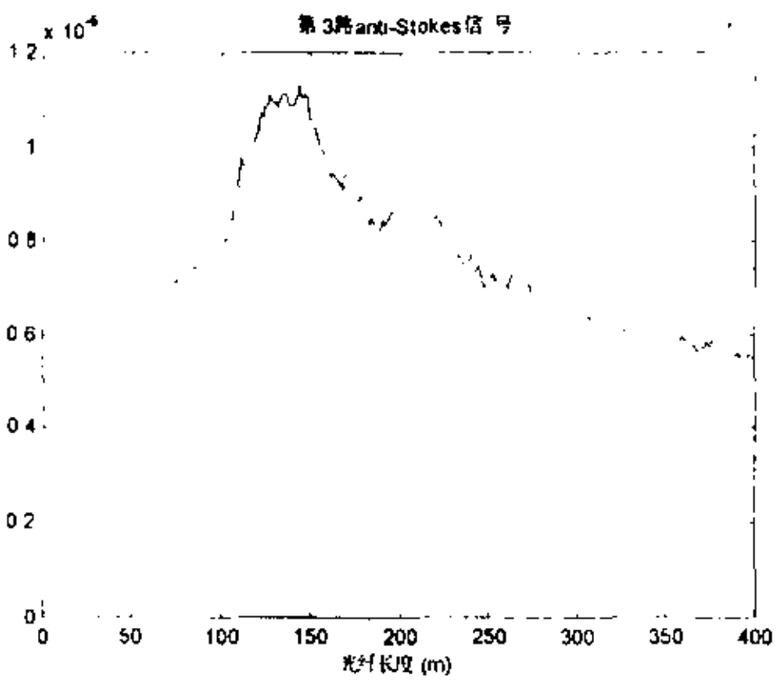
(h)第 4 路 Stokes 信号



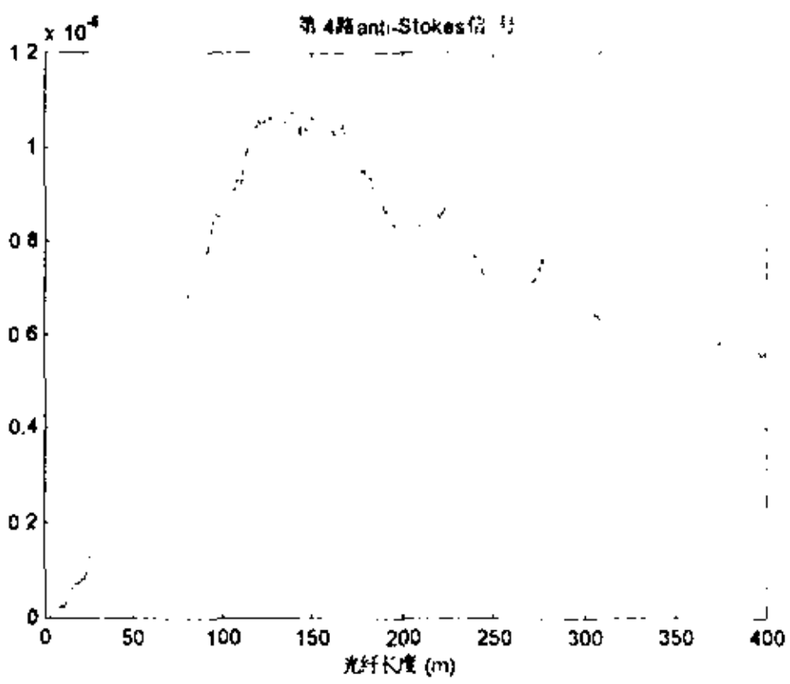
(i)第 1 路 anti-Stokes 信号



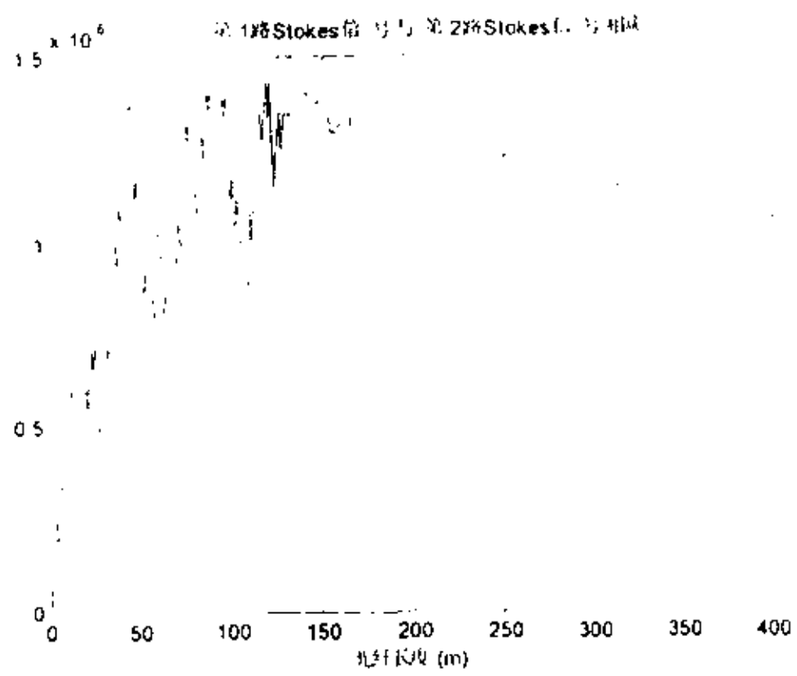
(j)第 2 路 anti-Stokes 信号



(k)第 3 路 anti-Stokes 信号

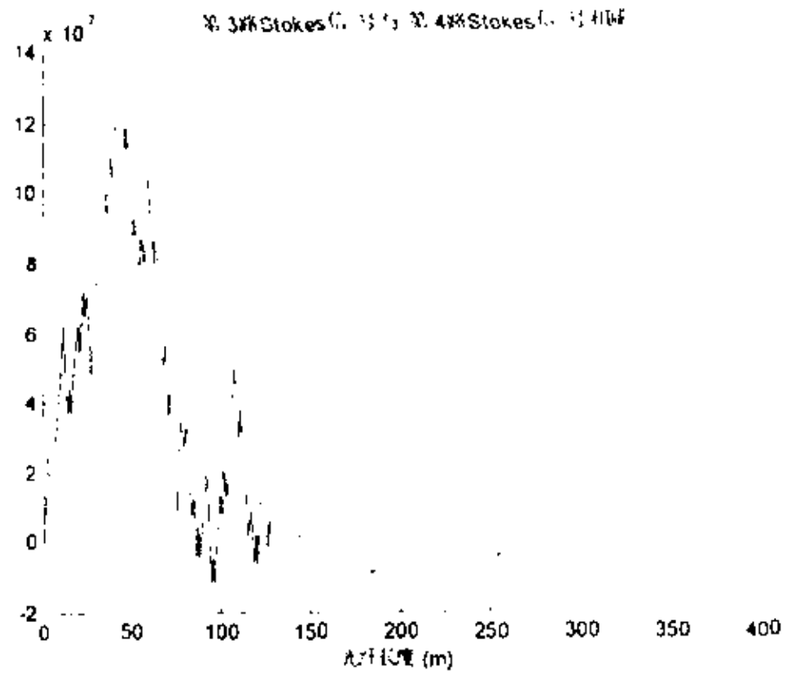


(l)第 4 路 anti-Stokes 信号



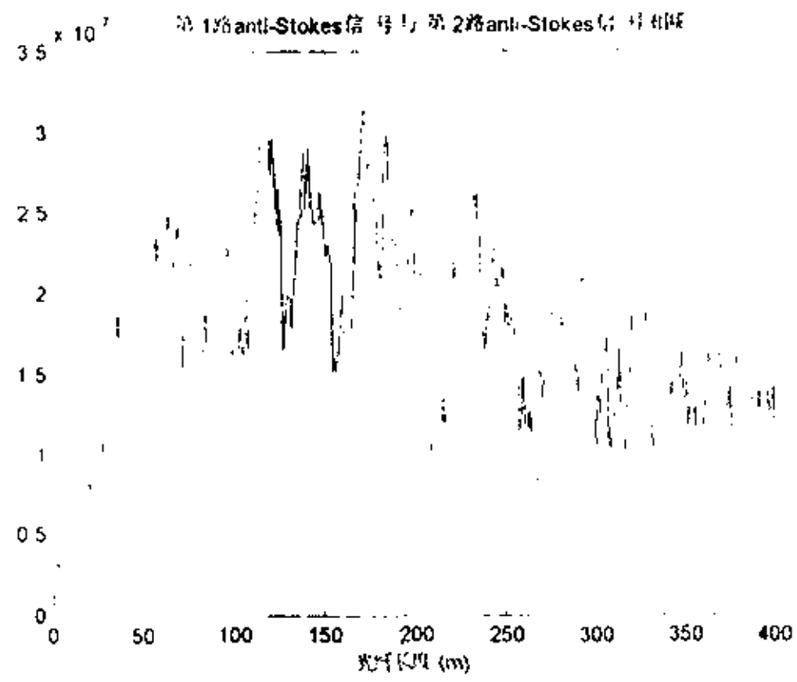
(m)第 1 路 Stokes 信号与

第 2 路 Stokes 信号相减



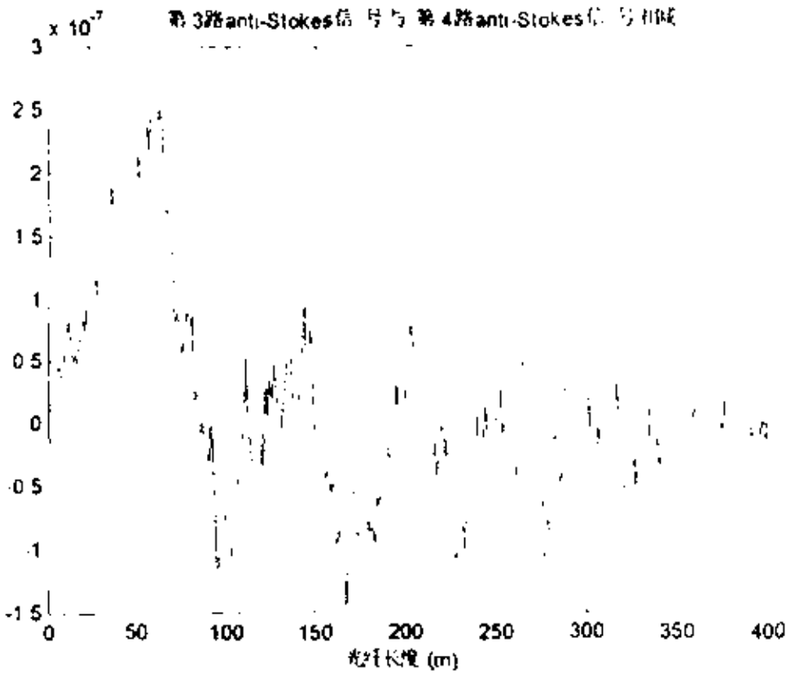
(n)第 3 路 Stokes 信号与

第 4 路 Stokes 信号相减



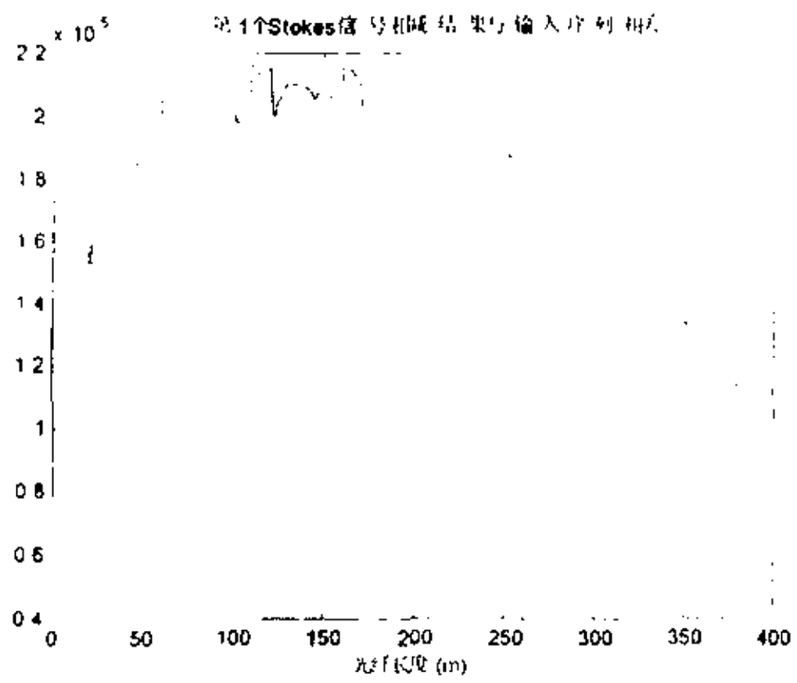
(o)第 1 路 anti-Stokes 信号与

第 2 路 anti-Stokes 信号相减



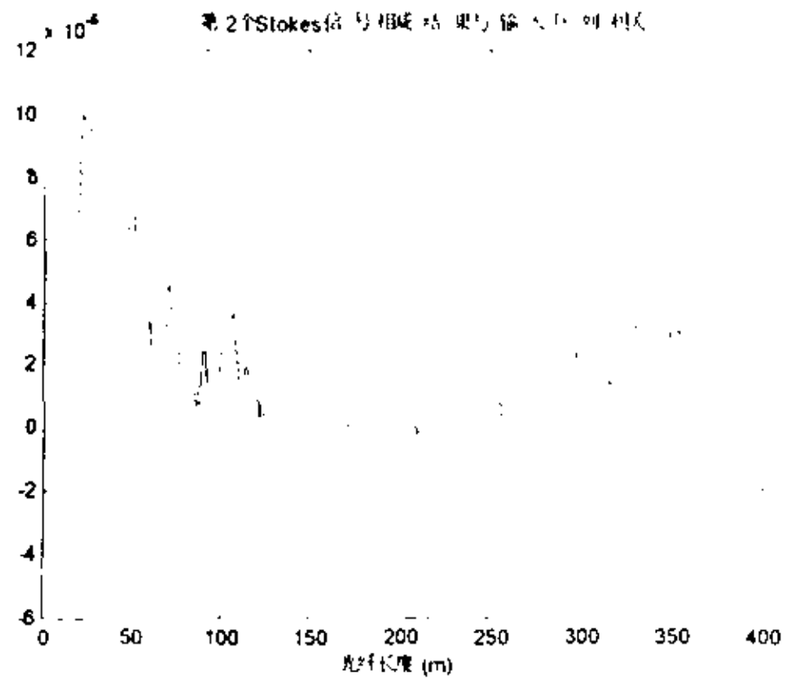
(p)第 3 路 anti-Stokes 信号与

第 4 路 anti-Stokes 信号相减



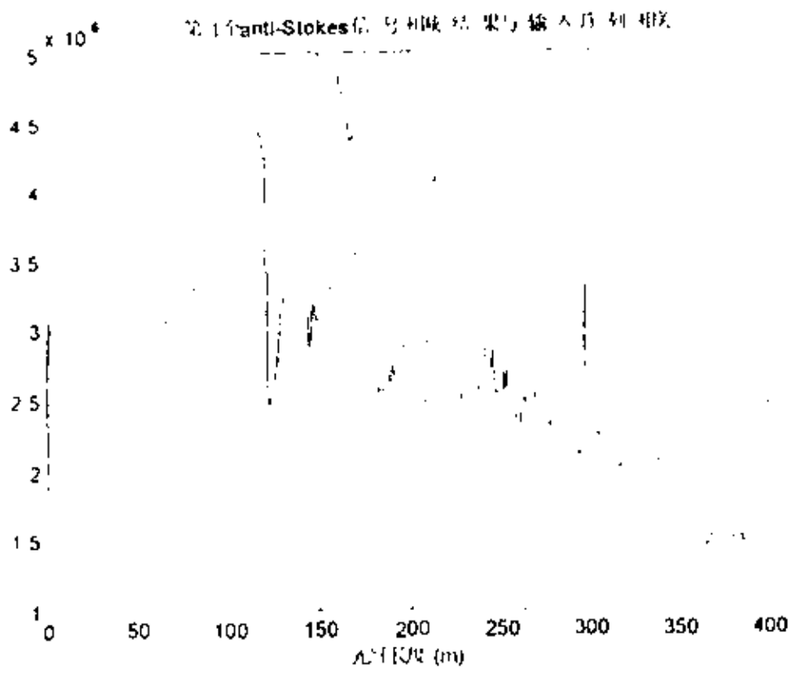
(q)第 1 个 Stokes 信号相减结果

与输入序列相关

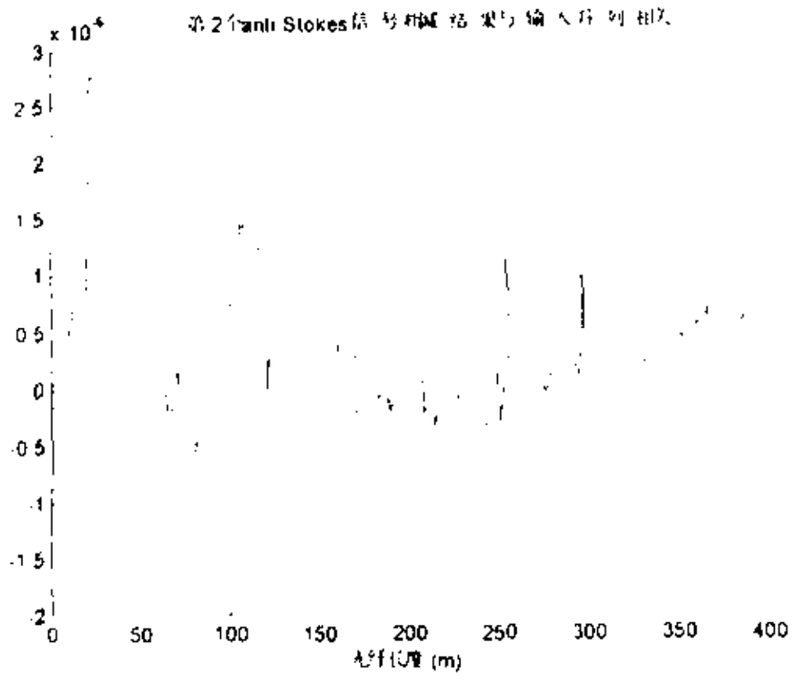


(r)第 2 个 Stokes 信号相减结果

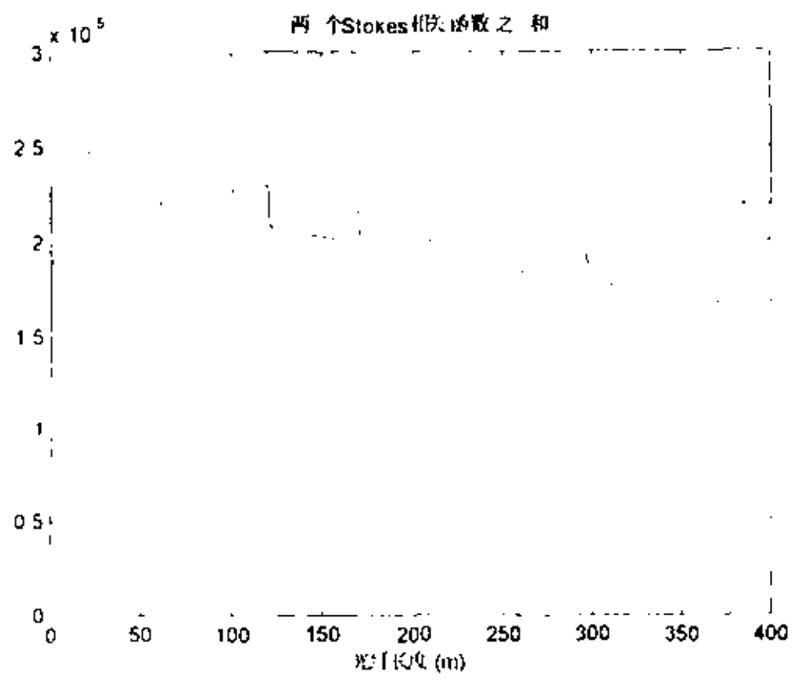
与输入序列相关



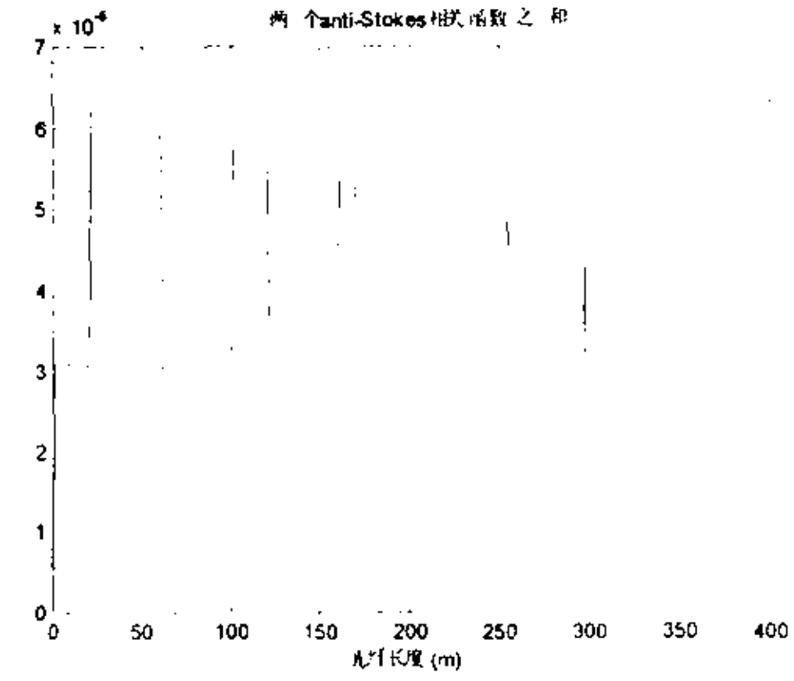
(s) 第 1 个 anti-Stokes 信号相减结果与输入序列相关



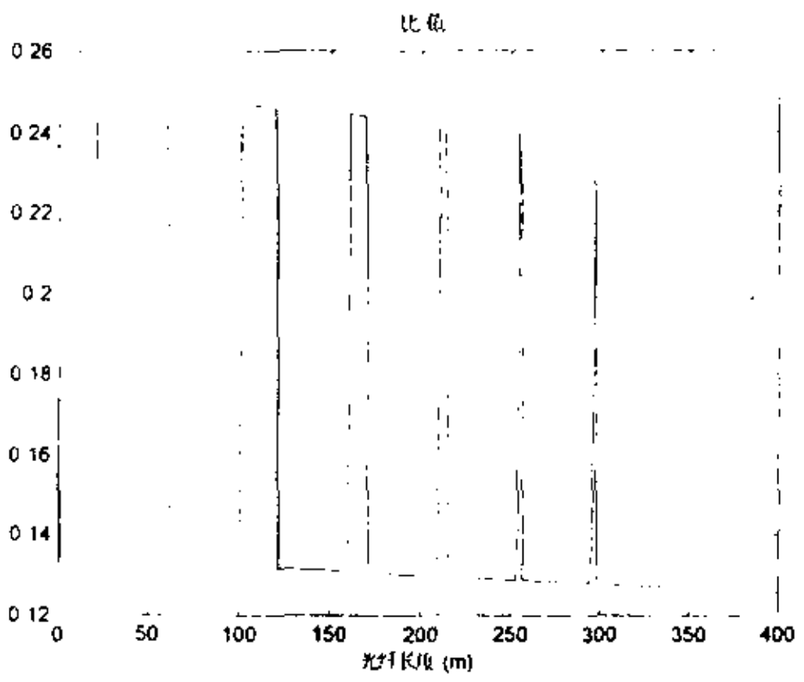
(t) 第 2 个 anti-Stokes 信号相减结果与输入序列相关



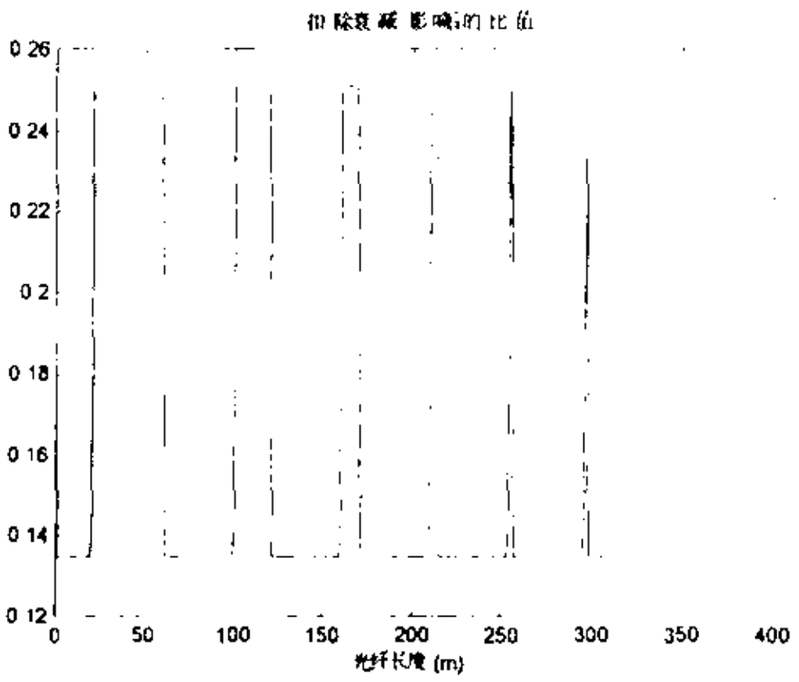
(u)两个 Stokes 相关函数之和



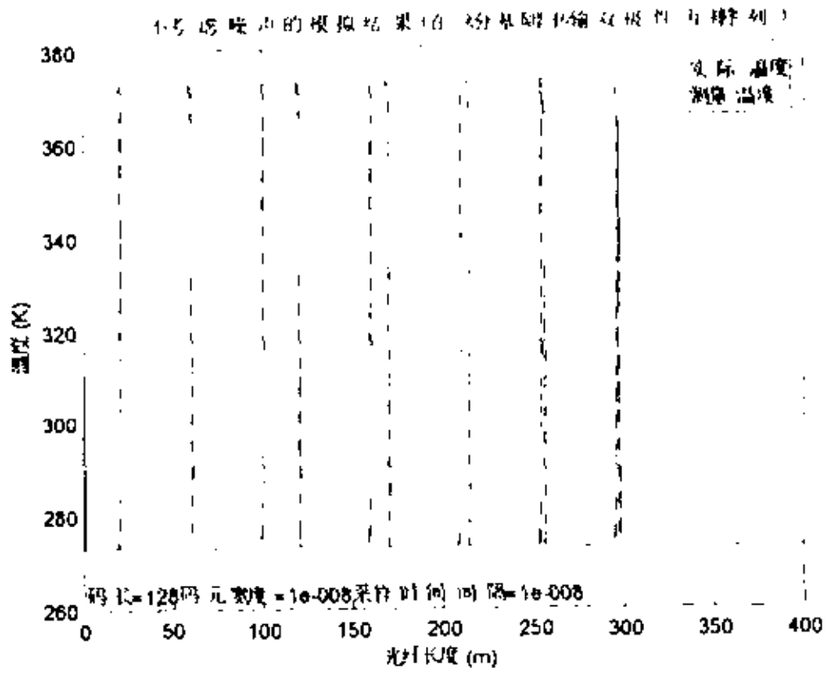
(v)两个 anti-Stokes 相关函数之和



(w)比值



(x)扣除衰减影响的比值



(y)温度测量结果

图 7.1　CCDOFTS 信号仿真图

7.2　系统设计

7.2.1　系统参数确定

（1）码元宽度：

要达到 1m 的空间分辨率，根据前面的分析，码元宽度=10ns。如果严格考虑到光纤色散产生的脉宽展宽，选用 9ns 的宽度。即码速率=110Mbps。

（2）电流幅值、码长、累加次数：

根据我们原来的系统：20A 的激励电流，累加次数 2^{18}，实现 1℃的温度分辨率。为了在同一根光纤上实现同样的温度分辨率，由上一章的公式：$I^2 \cdot \sqrt{2LN} = Const$，可以有多种选择。这时应当根据所追求的系统性能来确定 I、L、N：如果追求高的温度分辨率，那么就应当不使 I 和 N 减少太多；如果要求小的峰值功率，就不要使 N 太小；反之以小的测量时间为目的，就不能使 I 减小太多。但是总之为了得到更好的性能，都要选择比较长的序列。

（3）测量时间

由于四个序列必须先后输入系统，所以测量时间是第六章所述测量时间的两倍。

7.2.2　系统组成框图

根据前面的分析，拟定互补相关分布式光纤测温系统的组成框图如下：

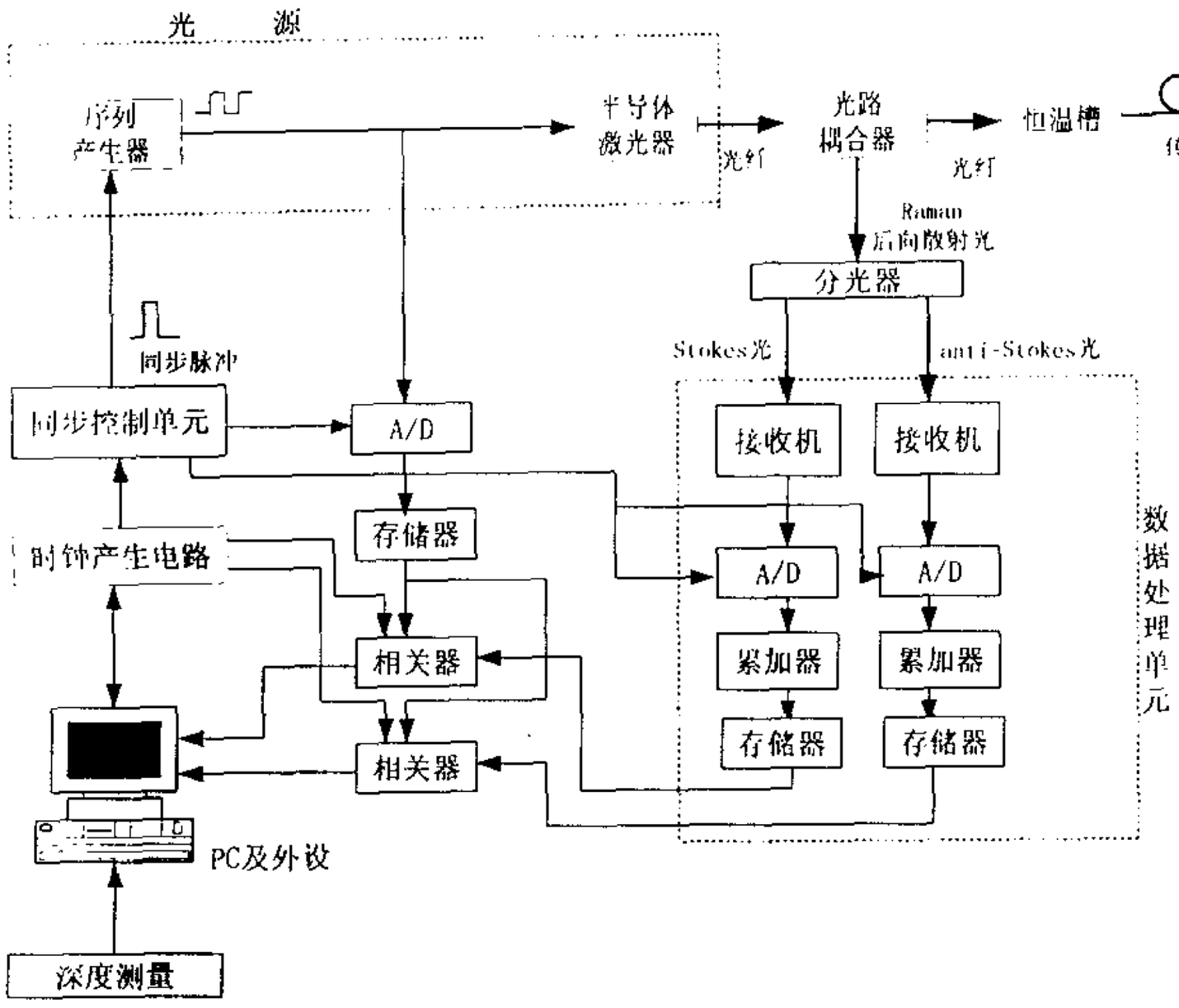


图 7.1　CCDOFTS 系统组成框图

7.2.3　工作过程

系统工作过程如下：

由计算机控制同步控制单元，按照一定的重复频率顺序产生四个同步触发脉冲，启动序列发生器先后产生序列$u_A(t)$、$\bar{u}_A(t)$、$u_B(t)$、$\bar{u}_B(t)$，依次驱动半导体激光器产生光脉冲序列，注入到传感光纤。同步脉冲同时启动 A/D 转换器工作，对序列$u_A(t)$、$\bar{u}_A(t)$、$u_B(t)$、$\bar{u}_B(t)$进行采样并相减，最后存在存储器中的是$A(t)=\frac{1}{2}[u_A(t)-\bar{u}_A(t)]$、$B(t)=\frac{1}{2}[u_B(t)-\bar{u}_B(t)]$的采样值。

四个序列的 Raman 后向散射光$x_A^{\lambda}(t)$、$x_A^{as}(t)$、$\bar{x}_A^{\lambda}(t)$、$\bar{x}_A^{as}$、$x_B^{\lambda}(t)$、$x_B^{as}(t)$、$\bar{x}_B^{\lambda}(t)$、和$\bar{x}_B^{as}(t)$经过定向耦合器耦合到接收通道，取出 anti- Stokes、Stokes 两路不同于发射波长的光信号，分光器滤出 Stokes 光与 anti-Stokes 光，并且将它们送入数据处理单元。

在数据处理单元中，八个后向散射光信号先后转换为电信号，再进行放大。计算

机发出脉冲启动 LD 驱动源后，启动 A/D 转换器工作，将放大后的 anti-Stokes、Stokes 两个通道的电信号数字化并写入存储器。然后计算机再次送出同步触发脉冲，重复上述过程 N 次后，实现了数字平均并作线性累加。累加 N 次后，按照式(7.10)把累加结果相减，相减结果再按照式(7.11)与存储器中的 $A(t)$、$B(t)$的采样值作相关运算。相关结果送入计算机中，得到测温结果。

本系统采用了先将接收信号累加求平均，然后再作相关运算的方法，所以在一次总的测量过程中，每个相关器只需执行一次相关运算。之所以要这样做，是为了避免由于相关运算的时间较长而增大测量时间。特别是采用较长码序列时，相关运算时间很长，但由于系统在整个测量过程中只作一次相关运算，因此对总的测量时间影响并不大。

这种系统由于可以采用较长的码序列，因此可以极大地提高信噪比和温度分辨率，而并不以牺牲测量时间为代价。如果采用小的码元宽度，还可以提高距离分辨率。因此，采用互补相关技术设计实现长距离、高温度分辨率、高距离分辨率的分布式喇曼测温系统是完全可行的，也是十分有效的。

结 论

本文对基于后向喇曼散射的分布式光纤测温系统及其关键技术作了研究，在国内外已有研究的基础上得到了一些新的成果，并对其中的一些问题进行了深入探索。作为系统实用化的主要成员之一，对其中的一些问题提出了有效的解决方法。

论文的研究工作和创新点主要体现在以下几个方面：

（1） 论述了喇曼型测温系统总体设计的方法、关键技术，可以为同类光纤传感器的设计提供参考。

（2） 负责大电流窄脉冲光发射机的设计和实现，已经成功的应用于本系统中，取得了良好的效果。对该电路建立了数学模型，并对电路参数进行了仿真，对设计类似的高速电路一定的指导意义。

（3） 针对传统的单脉冲激励的分布式光纤测温系统的局限性，创造性地提出了将扩频技术应用于系统中的方法。首先对码型的选择作了深入细致的研究，证明了互补序列是最适合于本系统的码型。编制了大量的仿真程序，从理论和仿真上研究了采用互补序列作为激励信号对系统的改善程度。

（4） 作为课题组的主要成员之一，参与了系统实现过程中的大量工程性工作。主要是一些外围设备的设计、系统总调试、系统温度实验和系统的改进。最终完成了实用化的系统。

由于时间和水平有限，在基于后向喇曼散射的分布式光纤测温系统中，还有很多问题值得进一步的研究，如：

（1） 互补相关系统的具体电路实现与实用化，这是目前喇曼型测温系统的发展方向之一，从而研制长测温距离（~几十 km）、高距离分辨率、高温度分辨率的喇曼测温系统。

（2） 更高功率的激光器，半导体激光器和光纤的高效耦合。

……

参 考 文 献

1 赵仲刚等．光纤通信与光纤传感．上海：上海科学技术出版社，1993：383~387

2 王玉堂等．光纤传感器研究进展．光电子．激光，1996,2：7（1）：1~7

3 胡晓东等．分布式光纤传感技术的特点与研究现状．航空精密制造技术，1999：vol.35（1）：28~31

4 [英]Culshaw B.，Dakin J.著，李少惠，宁雅农译．光纤传感器．武汉：华中理工大学出版社，1997：583~584，591

5 Barnoski M.K.，Jenesen S.M.．Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics．Appl.Optics，1976,15：2112~2115

6 施　伟等．分布式光纤温度传感器的研究与进展．半导体光电，1997,8：vol.18（4）：220~223

7 刘建胜，李铮，张其善．光纤完全分布式温度传感系统研究进展．电子科技导报，1999,3：10~13

8 Dakin J.P．Temperature distribution measurement using Raman ratio thermometry ．SPIE Fiber Optic and Laser Sensors III，1985；vol.566：249~253

9 黄民双等．光纤中光散射及在分布式传感技术中的应用．传感器技术，1995,2：49~51

10 伍陵川等．分布式光纤温度传感中喇曼散射的理论研究．压电与声光，1998,2；vol.20（1）：14~18

11 陈压孚．介质传输光学．北京：兵器工业出版社，1995；424~426

12 常程．基于后向喇曼散射的分布式光纤测温系统及其关键技术研究[博士学位论文]．北京航空航天大学电子工程系，2000

13 常程，李铮等．基于后向 Raman 散射测温系统波长的优化分析．光子学报，2000,2；vol.29（2）：174~177

14 常程，李铮等．基于后向 Raman 散射测温系统滤光片的数学模型．光子学报，2000,6：vol.29（6）：569~573

15 常程，李铮等．半导体激光器光谱的聚类分析．光子学报，1999,12；vol.28（12）：

1146~1149

16 Kordes R. · Optimize photodiode detector design · Electronic Design, 1972,9; vol.23 (9)

17 Piccari L. · Optical fiber attenuation measurement by the backscattering method :effect of noise · Opt. Quant. Elect., Vol.13

18 赵梓森．光纤通信工程（修订本）．北京：人民邮电出版社，1994

19 常程，李铮，周萌清．基于后向喇曼散射测温系统 APD 最佳雪崩增益的分析．激光杂志，已录用

20 刘天夫等．光纤后向拉曼散射的温度特性及其应用．中国激光，1995,9；vol.22（9）：695~700

21 刘龑等．分布式光纤温度传感器系统分辨率确定的理论分析．光子学报，1996,7：vol.25（7）：635~639

22 宋牟平等．喇曼型分布式光纤温度传感器温度分辨率的理论分析．仪器仪表学报，1998,10；vol.19（5）：485~488

23 李泽民．光纤通信（原理与技术）．北京：科学技术文献出版社，1992：153~165

24 原荣主编．光纤通信网络．北京：电子工业出版社，1999：126~129

25 何小艇．高速脉冲技术．杭州：浙江大学出版社，1990：153~187

26 刘龑，邹健，谢培玉等．半导体激光器（LD）的大电流窄脉冲驱动源．压电与声光，1992；vol.14（6）：25~27

27 周旋等．亚纳秒矩形脉冲发生器．电子测量与仪器学报，1987,8；vol.1（3）：42~48

28 V.P.D'Yakonov · Analysis of the Processes of an Avalanche Transistor Capacitive Relaxation Oscillator with Its Basic Lag Factors Taken into Consideration · Telecomm Radio Engineering，1975；vol.30（2）：79~84

29 张凤言．电子电路基础（第二版）．北京：高等教育出版社，1995

30 吴正德，张志军，樊勇等．高速半导体激光器等效参数的提取．电子学报，1995；vol.23（11）：70~73

31 诸邦田．电子电路实用抗干扰技术．北京：人民邮电出版社，1994；344~345

32 林晓翰，苏国彬，刘建胜，李铮．半导体激光器的大电流窄脉冲驱动电路的研究．

压电与声光，2000,12；vol.22（6）：414~417

33 刘建胜．电致发光显示及基于光纤散射的分布式温度测量技术的研究[博士后出站报告]．北京航空航天大学电子工程系：27~32

34 Hartog A.H.．A distributed temperature sensor based on liquid-core optical fibers．J.Lightwave Tech.，1983；vol.1（3）：498~509

35 Smith R.G.．Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering．Appl. Opt.，1972；vol.11（11）：2489~2494

36 Nazarathy M.，Newton S.A.，Giffard R.P.，Moberly D.S.，Sischika F.，Trutina W.R.．Real-Time Long Range Complementary Correlation Optical Time Domain Reflectometer．J.Lightwave Tech.，1989,1；vol.7（1）：24~37

37 Okasa K.，Hashimoto K.，Shibata T.，Nagaky Y.．Optical cable fault location .using correlation technique．Electron. Lett.，1980；vol.16：629

38 Zaboli M.，Bassi P.．High spatial resolution OTDR attenution measurement by a correlation technique．Appl. Opt. 1983；vol.22：3680

39 Sudbo A.．An optical time domain reflectometer with low-power diode lasers．J.Lightwave Tech.，1987；vol.LT-1：616~630

40 Healey P.．Optical orthogonal pulse compression codes by hopping．Electron. Lett.，1981；vol.17：970~971

41 King J.P.，Smith D.F.，Richards K.，Epworth R.E.，Wright S.．Development of a coherent OTDR instrument．J.Lightwave Tech.，1987；vol.LT-5：616

42 肖国镇，梁传甲，王育民．伪随机序列及其应用．北京：国防工业出版社，1982：188~200

43 林理忠，宋敏．微弱信号检测学导论．北京：中国计量出版社，1996：9~12，138~140

44 Tangonan G.L.，Hsu H.P.，Jones V.，Pikulski J.．Distributed optical fiber temperature sensor using spread-spectrum techniques．Elect. Lett.，1989,1；vol.25（2）：140~143

45 林可祥，汪一飞．伪随机码的原理与应用．北京：人民邮电出版社，1978：170~175

致　　谢

三年的硕士阶段已接近尾声，我得到了很多老师和同学的帮助，在此表示感谢。

首先要感谢我的导师刘建胜副教授以及李铮教授。他们在方法上给了我很多指导和帮助，对我的工作起了不可估量的作用。每当研究中遇到了障碍，刘建胜老师总是放下手中的工作，不厌其烦地为我解释疑难，使我茅塞顿开。李铮老师画龙点睛式的点拨，总让我有豁然开朗的感觉。他们对我的生活也非常关心，使我深受感动。他们渊博的学识、独具慧眼的见解、严谨求实的作风、积极向上的信念深深地影响了我，将使我受益终生。我认为他们是真正做到了传道、授业、解惑的为人师表的典范。

还要感谢刘兴春副教授。他同样在许多方面给予了我悉心的指导。

同时，还要感谢同个教研室的常程、苏国彬、张殿国、倪楠、张凡、丛凯、姚大义、何正宇等同学。他们在日常工作中给了我很多的鼓励。他们对研究工作孜孜不倦的精神，无时无刻不在鞭策着我，使我不能懈怠。尤其是苏国彬同学在我初入教研室时，在很多方面给我支持，让我摆脱少年的稚气，尽早融合到这个集体中来。

在北航成长了近七个春秋，回首这么多年走过的人生道路，借着一些微小的，往往勾起的就是一大片。有时候，单单常后悔当年留下的东西太少。忘不了北航，我的精神驻留之地，培养过我的殿堂。

我即将离开北京这座繁华美丽的城市，到祖国最需要我的地方去。汽笛一声肠已断，从此天涯孤旅。似乎我们的一生就是一部离别的历史。我们不断地挥手作别，和朋友亲人，和旧时故地，和变动中的自我。然而每一次离别都意味着新的开始，新的未来，新的超越。一万年太久，只争朝夕。在即将踏上实现梦想之路，为祖国奉献知识和力量之际，我衷心地对曾经帮助过我的所有老师、同学和许多并不相识的朋友致以真诚的谢意。特别感谢王丹志和姜震同学在这么多年里一如既往地给我的无私的帮助和关怀。他们多次在关键时刻勉励我不畏艰险、勇往直前，促使我树立远大的志向。所有这一切，将铭刻我心。

攻读硕士期间发表和已录用的论文

1　林晓翰，苏国彬，刘建胜，李铮．半导体激光器的大电流窄脉冲驱动电路的研究．压电与声光，2000,12；vol.22（6）：414~417

攻读硕士期间发表的其他论文

1　斯德谅，高悦，林晓翰，周荫清．一种改进的 DBS 群目标分辨方法．遥测遥控，1999,3：vol.20（3）：23~28