

摘 要

人们对通信容量的无休止的要求对通信技术提出新的挑战，而这一问题的解决只有借助于光纤通信才能够实现。常规的光纤通信受到光纤损耗和色散的影响，使得传输距离和容量受到一定限制。当要求传输距离和容量进一步提高时，必须补偿光纤的损耗和色散。光纤损耗可以通过掺铒光纤放大器补偿，而非线性光孤子通信是克服色散影响的有效手段。但是光孤子通信的技术难题较多，其中接近变换极限的超短脉冲序列的产生尤为重要。本文旨在探讨研制一种新型光孤子源的合理方案。文中首先对脉冲压缩的理论基础即光孤子传输方程作了简单的推导。分析了影响孤子传输的高阶非线性和光纤损耗；对两种光脉冲压缩方法即光纤-光栅对和孤子效应压缩器作了分析；重点分析了渐变色散光纤的脉冲压缩原理，通过数值模拟对几种色散曲线的渐变色散光纤进行了比较。从而推导出本次课题的特色之处，即采用梳状色散光纤（CDTF）实现脉冲压缩的原理和方法。然后根据自己的计算机模拟结果，自行优化设计了 CDTF。通过实验对 CDTF 的压缩效果进行了验证。实验发现 CDTF 确实具有压缩效果，从而在一定程度上验证了 CDTF 代替 DDF 的可行性，对相关自然科学基金项目的完成打下了基础。

关键词 光孤子 非线性薛定谔方程 色散渐变光纤
梳状色散光纤 光脉冲压缩

Abstract

There is no end for people to demand the capacity of communications, and this only can be realized with the help of optical communications. Optical communications will share the market of communications more and more in the future. However, the loss and dispersion inherent in the fiber bring a limit to the transmission distance and total capacity in the conventional linear optical communications. This is troublesome. So measures should be taken to compensate the undesirable influence the loss and dispersion cause. The EDFA is the effective means to expiate the loss. And the effect dispersion induces can be overcome by the nonlinear optical soliton communication validly. And it is important to obtain quasi-transform-limited pulse which is one of the most difficulties in realizing the ideal soliton transmission. Here we aim to seek a reasonable scheme for a novel configuration of optical soliton source. Firstly the fundamental theories on pulse compression including the equation soliton abides by and loss & high-order nonlinearity of fiber are discussed. Two kind of compressors i.e. optical fiber-grating pair and soliton-effect compressor are expounded. The key is placed on the study of DDF, and contrast is made by elaborating several sorts of dispersion profile through numerical simulation. The distinguishing feature, comb-like DTF as the compressor in this task is induced. We optimized and designed CDTF ourselves according to the result of numerical simulation. Then experiment has been taken to test the idea of pulse compressing using CDTF. The test findings show that CDTF is fit for pulse compression indeed. And to some degree the feasibility of replacing DDF with CDTF is verified. Accordingly, the work we have done is helpful to finish the relative project sponsored by Nation Natural Science Foundation.

Keywords: Soliton
Nonlinear Shrodinger equation
Dispersion-Decreasing Fiber
Comb-like DTF Pulse compression

第一章 概 论

第一节 光纤通信的发展概况

1977 年，第一套光纤通信传输设备进入商用市场^[1]。20 多年中，光纤通信取得突飞猛进的发展，全球数字网的业务量中光纤通信和卫星通信的比例发生了戏剧性的变化，光纤通信的份额在逐年上升^[1]。有专家预言，在未来通信传输领域中，光纤和无线是两大支柱，光波与微波、光纤网和卫星网，两者将在 21 世纪里并驾齐驱；而且未来的通信网将是固定与移动、有线和无线相结合，两者同放异彩^[2]。自从 1993 年，美国首次提出信息高速公路（NII）的计划以来，发展高速、大容量、长距离数字通信已经引起世界各国的广泛关注，而所有这些只有光纤通信才能做到^[3]。正如 Lucent 公司光网络部总裁 Gerald J. Butters 所讲：“光技术对于 21 世纪来说，就象电对 20 世纪那样重要”^[4]。

通信网络的发展已经历了两代，第一代是利用窄带的电缆将网络节点连接在一起形成全电网络，它的容量有限；第二代是利用一段段的光缆取代电缆后形成的电光网络，节点内仍然对电信号进行交换；第三代就是将所有的节点利用光缆连接起来，节点内对光信号进行交换，这是全光网络。由于全光网络具有开放性的优点，网络本质上是透明的，需要最小量的电/光和光/电转换，能够提供充分大的带宽和足够低的带宽成本，因而是未来网络发展的最终趋势^{[5][6]}。

为了开发先进的光纤通信网络，美国国防部高级计划署资助了 BIT（宽带信息技术）研究计划，其核心是建立一个在 WDM 技术基础上的美军未来全球多波长网络实验床；欧盟也资助了 RACE（欧洲先进通信研究和技术发展）和 ACTS（先进通信技术和业务）研究计划，两个项目都强调在现有光纤基础设施上建立大容量透明 WDM 泛欧光网络的概念^[6]。

实现光纤通信的大容量，必然要借助于复用技术。当今数字通信使用的时分复用几乎全部是电的 TDM，而 10Gb/s 被认为是 ETDM 的极限，被称为电子瓶颈^{[5][7]}。欲突破这一极限，必然以 OTDM 代之。同无线通信一样，光纤通信也具有多种复用方式：波分复用（WDM）、时分复用（OTDM）、码分复用（OCDM）等复用技术。目前光复用已取得相当高的实验室和实用

水平。商用化的光复用方式多是 WDM： $8 \times 2.5\text{Gb/s}$ 、 $8 \times 10\text{Gb/s}$ 、 $16 \times 2.5\text{Gb/s}$ 、 $16 \times 10\text{Gb/s}$ 等。1996 年 NEC 进行了 $132 \times 20\text{Gb/s}$ 即 2.6Tb/s 传输 120km 的实验^[7]。OTDM 避开了在电域进行更高速率复用所受到的限制，采用光脉冲压缩、光脉冲时延、光放大、光均衡、光色散补偿、光时钟提取、光再生等一系列技术实现在时域的复用和去复用。清华、北邮、北方交大、天大完成了 $8 \times 2.5\text{Gb/s}$ 的 OTDM 传输实验。武邮和天大正在进行 $4 \times 10\text{Gb/s}$ 的研究。NTT 实现了 $16 \times 6.3\text{Gb/s} \times 200\text{km}$ 的 OTDM 传输实验等。光码分复用 OCDM 又是一种有发展潜力的光复用技术，利用正交码在自相关和互相关方面的特性，在同一波长，在相同时间内将不同码址的光信号复用和去复用，OCDM 应用于光纤通信具有前所未有的新优势，是实现扩容的具有竞争力的手段。无论 DWDM 还是 OTDM，由于技术的限制，都不可能将信道数做到无数大，因此总容量和总速率受到一定限制。NTT 联合使用 DWDM 和 OTDM 进行了 3Tb/s 的实验：先用 OTDM 将每个波道速率提高到 $16 \times 10\text{Gb/s} = 160\text{Gb/s}$ ，再将 19 个波道的 160Gb/s 通过 DWDM 得到 $19 \times 160\text{Gb/s} = 3\text{Tb/s}$ 的信号。而对于光纤而言，可以利用的带宽高达 100Tb/s ，为了充分利用这一资源，仅 DWDM 和 OTDM 还不够，尚需 OCDM。方法是：每个时隙采用 OCDM，然后进行 OTDM，最后 DWDM，即 OCDM/OTDM/DWDM 方式，则总速率可以达到数十 Tb/s ，接近于光纤的可利用资源。

而光纤的可利用资源仍然在开发之中。光纤现在的三个工作窗口的中心波长分别在： 850nm 、 1310nm 和 1550nm 。通常 WDM 工作波长在 $1530\text{--}1560\text{nm}$ 常称为 C 波段，在长波长 $1560\text{--}1620\text{nm}$ 称为 L 波段。NTT 提出可将光纤的工作波长延伸到较短的波段，并重新划分波段为 S^+ 、 S^- 、 M 、 L^+ 、 L^- 波段^[7]。NTT 对 S 波段作了实验，发现光纤通信系统在 S 波段的损失代价较小，表明 S 波段是完全可用的。Lucent 正在开发中心波长在 1625nm 的第四个窗口。同时他们正通过超纯光纤生产工艺，削去中心波长为 1400nm 的 OH⁻ 吸收带，实之成为第五个窗口，制成将第二窗口和第三窗口连成一片，带宽为 $1300\text{--}1650\text{nm}$ 的全波 (Allwave) 光纤，形成一条超宽的信息高速公路。

然而，尽管光纤的带宽资源如此丰富，但现在的利用率极低。在线性光纤通信系统中，色散和损耗是限制传输速率和距离的两个主要因素。在常规光纤通信中，非线性效应通常被忽略，但这也限制了传输速率和距离的提高。色散引起脉冲的时域展宽和码间串扰，使脉冲难以识别，从而限制了脉冲的重复频率；而光纤损耗引起信号能量和功率的下降，信号的信噪比降低，引起误码率的上升和中继距离的减小。因此在长距离、大容量光纤通信系统中，色散和损耗的补偿就成为研究的热点。近年来出现的 EDFA 可以用来补偿光纤损耗。但 EDFA 放大信号功率的同时，由于光纤折射率对光强的依赖关系，从而引起折射率的非线性变化，引起许多有趣的非线性效应：自相位调制、交叉相位调制、四波混频、调制不稳定等^{[8][9]}；同时 EDFA 的 ASE 噪声对光纤通信系统的限制（Gordon—Haus 抖动）又进一步制约了传输距离和容量以及中继站间距的提高^[10]。

在 EDFA 实现损耗补偿的前提下，色散就成为限制传输距离的主要因素。再者，近年来，低损耗光纤材料的研究不断取得进展，在 1.55 μm 波长，光纤损耗已经降至 0.16dB/km。对于常规光纤，损耗已经无法再降低，而超低损耗光纤的研究进展缓慢，因此人们将注意力集中在克服色散效应的补偿方法上^[11]。已经提出的色散补偿技术有：色散补偿光纤、啁啾光纤光栅、色散支持传输、频谱反转、预啁啾和光孤子传输等^{[5][12]}，其中色散补偿光纤（DCF）的技术比较成熟。

而 1973 年，美国 Bell 实验室的 A. Hasegawa 和 F. Tappert 首次提出在光纤的反常色散区利用折射率的非线性效应来平衡色散对光脉冲的影响，形成在传输过程中保持形状和脉宽不变的光孤子^[13]。自从概念的提出至今，光孤子传输以其独特的优点而倍受关注。近年来，光纤技术的发展尤其是 EDFA 和低损耗 DSF 的出现，已经使得光孤子通信具有了工程实现的可能。对光孤子而言，很窄的 RZ 脉冲能够传至极长的直达距离，在越洋海底光缆中使用已显成效^[3]。在 5GB/s 的无中继跨海通信中，采用孤子传输成为理想的方案^[14]。光孤子技术将光纤性能的利用从线性范围发展到非线性范围，利用光纤的非线性效应达到与光纤色散效

应的精确平衡，光孤子技术是最大限度地利用了光纤这一传输媒体的性能^[15]。

第二节 光孤子理论研究的进展

“我观察过一次船的运动，这条船被两匹马拉着沿狭窄的运河迅速前进着，突然，船停了下来，而被船推动的大堆水却并不停止...在行进中它的形状和速度并没有明显的改变...”。

这是 Scott Russell 在 1834 年观察到并称之为“孤立波”的奇特现象，1844 年在《英国科学促进会第 14 届会议报告》上发表^[16]。Russell 当时未能成功地证明并使物理学家们信服他的论断，而有关孤立波的问题在当时许多物理学家中引起了广泛的争论。直到 1895 年，Korteweg 和 de Vries 通过浅水波运动的研究，建立了 KDV 方程，并求出了与 Russell 描述一致即具有形状不变的孤立波解，从而在理论上证实了孤立波的存在^[8]。

但直到 1973 年，Hasegawa 和 Tappert 首次在理论上证明，光纤中的光脉冲由于其包络满足非线性薛定谔方程，因而可以形成孤子，同时他们还预言了利用光孤子进行高速长距离信号传输的可能性^[13]。1980 年，由于低损耗光纤和合适光源的出现，Mollenauer 首次观察到了光纤中的孤子，并最终从实验上验证了光孤子通信的可能性^[8]，从此掀起了孤子理论和实验研究的热潮。

自 1834 年 Russell 观察到孤子波至今，已经有 150 多年的历史，但如何将孤子波应用于通信领域，却是近些年的事情。

1965 年，Zabusky 和 Kruskal 发表论文时，将 Soliton Wave 和 Photon 结合起来命名为 Soliton，运用 Gardner 发明的逆散射法^[17]，求解了非线性薛定谔方程（NLS）。

1991 年，Bell 实验室成功演示了 32Gb/s×90km 的无误码率的光孤子传输，使速率中继距离积高达 2.9Tb/s·km，这充分证实了超长距离通信的可能性^[16]。实验室中 Tb/s 长距离光孤子通信系统正在成为热点。

光孤子理论及其在通信领域的应用是 80 和 90 年代光纤通信领域

最活跃的前沿课题。在理论意义上，光孤子在光纤中的表现行为和特性乃是当今非线性年代的首要课题之一；在应用方面，孤子在光纤中的无形变传输，及利用光纤的非线性实现全光通信的绝热特性使它成为通信的最优载体。目前 Bell 实验室已将孤子无再生地传输到 14000km，NTT 已将 2.5Gb/s 的光孤子脉冲序列无形变地传输到 1×10^6 km^[16]。

光孤子通信方面的理论与实验研究现已得到长足的发展，其发展过程大致可以分为以下四个阶段：

1. 1973—1980 年，主要以理论研究为主，以形成机制、传输可能性和产生方法为主要标志。

2. 1980—1985 年，以通信应用为明确目标，着重研究传输理论、能量补偿放大等问题。

3. 1985—1988 年，光孤子通信研究取得蓬勃发展和多方面突破，传输方程得到完善，影响传输的各种因素得到深入分析。例如波分复用设想的提出，实验上实现了 6000km 无形变传输等。1987 年日本学者 Tajima 提出孤子光纤的概念^[18]，并用数值方法模拟了光脉冲在孤子光纤中的传输特性，得出了在精度范围内光脉冲的波形保持不变的结论。

4. 1989 年至今，理论与实验得到纵深发展。理论上，更加深入考虑多方面因素的影响，如 Kerr 介质中同向耦合模、耦合波导、波分复用、双模耦合、双折射理论的提出和横向效应的广泛研究。在实验方面，DSF、EDFA、动态孤子等技术业已成熟和完善。EDFA 的研制成功以及在光孤子通信领域的应用，使光孤子通信的“面貌焕然一新”。实现了 2.5Gb/s 孤子、 1×10^6 km 无再生超长距离传输，突破了 Gordon—Haus 极限（码率距离乘积小于 3×10^4 Gb/s · km），实现了 10Gb/s、距离为 1×10^4 km 的孤子传输和双通道光孤子传输，建立了直通式孤子通信系统。孤子源的研究取得重大进展，1991 年，俄国学者 Bogatyev 等人首次拉制出色散缓变光纤^[19]并用于激光器中产生了高质量的孤子脉冲，为寻找理想的光孤子源提供了一种新的途径。利用色散缓变光纤不仅能够产生光孤子，而且可以获得稳定的压缩光脉冲^{[20][21][22]}。

光孤子必将是未来光通信的优良信息载体（或许是以光电为介质的

通信的极限), 由于理论及实验方面的卓越成就, 光孤子通信完全可以代替通信卫星的许多功能, 西德专家 Grall 等人甚至预言: 20 年后, 天上不再有通信卫星^[23]。

第三节 孤子通信的技术特点和存在的问题

光孤子通信之所以有如此巨大的潜力, 是因为它有如下几个方面的特性:

1. 大容量: 单波道码率可以高达 100GHz, 从而突破了线性光纤通信 10GHz 的极限。

2. 中继距离长: 可以实现 50--100km 无放大传输。事实上, Bell 实验室的无再生距离已经达到 1.4×10^4 km。

3. 放大设施极其简单: 利用光孤子的绝热特性(无论传输系统存在损耗与否, 当孤子峰值减小, 脉宽变大, 但是孤子的面积保持不变; 当孤子存在增益时, 峰值增大, 脉宽自动变窄即能实现自动整形, 这一特性是光孤子通信区别于一般光通信的关键所在^[23]), 对光孤子采用两种基本方法进行放大, 第一种方法是采用分布的放大器方法, 使用受激拉曼散射放大或 dEDFA(分布的铒掺杂放大器)^[24]; 第二方法是采用集总的光放大器方法^[25]。使用 EDFA(铒掺杂光纤放大器), 孤子经过放大能够自动复原, 从而免去了常规光纤通信中中继站的复杂再生过程(光/电转换、重新整形、放大、检查误码、电/光转换、再发射)。

4. 误码率低, 抗噪能力强。光孤子在光纤中传输时, 当非线性效应(主要是 SPM)足够强时, 色散与 SPM 在一定条件下可以相互抵消, 二者保持动态的平衡, 从而保持孤子在传输中的波形保持不变, 码间串扰大大降低; 光孤子通信一般要求孤子源的输出功率较高, 在传输中又可以采用 EDFA 补偿光纤损耗, 故此可以保证比较高的信噪比。

5. 复用方式灵活。光孤子通信除了具有常规光纤通信的各种复用方式外, 还具有一种特殊的复用方式: 随着传输速率的增高, 光的偏振越来越明显, 这时利用光孤子在传输时偏振态保持不变的特性, 可以在同一光纤中传输两路正交偏振的光孤子信号而无彼此影响即偏振复用。

第四节 本课题的方案与任务

光孤子通信的吸引力之巨大无容置疑，但是孤子通信的实现面临着许多技术难题。其中为了实现孤子传输，必须产生变换极限的光脉冲。而产生接近变换极限的超短光脉冲序列和脉冲序列与调制信号的同步问题都比较难于解决，这也是光孤子通信难以实用化的一个原因^[26]。因此作为光孤子通信系统中关键部件之一的光孤子源一直是人们研究的热点。

本课题的目标即是研制一种简单的新型光孤子源，以 DFB 激光器作光源，用 10GHz 信号源驱动偏置于零点的 LiNbO₃ 调制器，得到 20GHz，约 25ps 的光脉冲，经过 EDFA 的放大以后，再通过一段梳状色散光纤，将放大的光脉冲压缩，得到约 5ps 的变换极限脉冲。

目前产生超短光脉冲的方法一般有两种：1. 增益开关法，利用半导体激光器（DFB-LD）增益开关法产生超短脉冲是产生皮秒脉冲的有效方法，但是产生的光脉冲具有较大的红移啁啾，这将恶化系统的性能。2. 光纤环法：利用光纤环激光器能够直接得到接近变换极限的超短光脉冲，但是稳定性不好。

对光孤子源的研究，从初期的色心激光器、染料激光器到今天占主要地位的增益开关半导体激光器和锁模半导体激光器，是一个质的飞跃。美国贝尔实验室采用锁模半导体激光器并成功地应用于 2.5Gb/s、12000km 光孤子传输系统；日本 NTT 则在 10Gb/s、1000km 光孤子传输系统中采用增益开关 DFB 半导体激光器，用 F-B 干涉仪作带通滤波器以消除其产生的负啁啾。增益开关半导体激光器技术简单，但负啁啾严重，并常伴有明显的非线性啁啾分量，在啁啾改进技术上有待改进；DFB 锁模激光器具有较高的脉冲质量，但锁模条件要求高、结构复杂、技术难度高、机械稳定性差，并且在速率进一步提高上有一定难度。

目前报道较多、正处于研究阶段的掺铒光纤激光器能输出皮秒量级的变换极限脉冲。日本 NTT 用此激光器得到 1.8ps、20GHz 的光孤子脉冲，脉宽带宽积为 0.32，再利用脉冲压缩技术将其压窄到 172fs。但结

构复杂，较长光纤环中激光场的偏振效应引起一定的问题，且频率稳定性差。若要解决频稳问题，又要引入更加复杂且技术难度高的反馈系统。

由此可见目前出现的几种光孤子源各有优缺点。本次方案由美国麻省理工学院林肯实验室的 Swanson 引发，该方案在免除啁啾、频率稳定和抖动方面具有一定的优势，是一个具有吸引力的课题。而本次课题的实验方案与此又有差异。

本次课题的步骤可以简单地概括如下：

1. 本课题的目标是通过光脉冲的压缩，获得能够产生超短光脉冲序列的新型孤子源，因此需要对光脉冲压缩的理论基础，即光孤子的传输方程作简要的推导和分析。

2. 对色散渐减光纤（DDF）压缩光脉冲的原理进行理论分析和数值模拟。通过对 DDF 压缩光脉冲的理论分析，采用数值方法模拟光孤子在光纤中的传输，模拟基态孤子和高阶孤子在色散渐变光纤中的压缩过程。这是本次课题的关键性步骤。

3. 自制梳状色散光纤。先采用计算机模拟，优化设计梳状色散光纤，应该在少用接点的前提下，将多段长度渐减的色散光纤和零色散光纤交替焊接起来（SMF-DSF-SMF-DSF...），使其达到好的压缩效果和得到高信噪比的超短脉冲序列。

4. 利用梳状色散光纤将光脉冲压窄并观察实验结果。以 DFB-LD 作光源，用放大后的 10GHz 信号源驱动偏置在零点、带宽为 10GHz 的 LiNbO_3 光调制器，产生 20GHz、脉宽约 25ps 的光脉冲序列，经过高增益掺铒光纤放大器放大后，进入特制的梳状色散光纤，采用自相关仪测量其脉冲宽度，光谱仪测其谱宽，用高速采样示波器（带光探头）监测其波形。

5. 对实验结果进行分析，寻求实验成功的经验和不足之处。

第二章 光脉冲压缩的理论基础

第一节 光脉冲的基本传输方程

一. 光脉冲传输方程的推导

一般情况下, 光脉冲在单模光纤内的传输可以采用如下方程来描述:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - a_1 \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - a_2 A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \quad (2.1.1)$$

其中 $A(z,t)$ 是脉冲包络的振幅, $\beta_1 = 1/v_g$, v_g 为群速度, β_2 是 GVD (群速度色散) 参量, γ 是对应于 SPM (自相位调制) 的非线性参量, 参量 A_{eff} 称为有效纤芯截面, 分别定义为:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad A_{\text{eff}} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (2.1.2)$$

其中 $F(x,y)$ 为模分布函数, A_{eff} 依赖于光纤设计参数, 如纤芯半径, 纤芯与包层折射率差等, 是影响光纤非线性的一个重要参数。 β_3 项包含了高阶色散效应, 由于超短脉冲的带宽较宽, 即使在波长相对于零色散波长 λ_D 相差较大时, 高阶色散对超短脉冲也变得很重要; 正比于 a_1 的项对应于脉冲沿的自陡峭; a_2 项对应于自频移效应, a_1 与 a_2 的定义为:

$$a_1 = \frac{2 \cdot \gamma}{\omega_0}, \quad a_2 = i \gamma T_R \quad (2.1.3)$$

假定 γ 在 ω_0 附近随频率线性变化, 则 T_R 对应于拉曼增益的斜率, 大约为 5fs 。 在求解传输方程 (2.1.1) 以前, 采用如下变换:

$$T = t - z/v_g = t - z \cdot \beta_1 \quad (2.1.4)$$

则方程 (2.1.1) 变换为:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (2.1.5)$$

在忽略高阶效应 (β_3 项, a_1 项和 a_2 项) 后, 可以得到:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (2.1.6)$$

另一方面, 在脉宽 $T_0 > 100\text{fs}$, $\omega_0 T_0 \gg 1$, $T_R / T_0 \ll 1$ 时, 光脉冲在单模光纤内的传输可以采用如下方程来描述:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (2.1.7)$$

采用变换 (2.1.4), (2.1.7) 可以变换为:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A$$

这与方程 (2.1.6) 是相同的。这是由于方程 (2.1.7) 实际上是方程 (2.1.1)

在脉宽 $T_0 > 100\text{fs}$ 时, 忽略高阶效应 (β_3 项, a_1 项和 a_2 项) 后的近似式。

为了研究的方便, 首先简化传输方程 (2.1.7), 如果忽略光纤的损耗 (即 $\alpha = 0$), 则方程可以写为:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (2.1.8)$$

方程 (2.1.8) 称为非线性薛定谔方程, 广泛用于研究孤子的产生。在连续波 (CW) 情况下, 振幅 A 在光纤的输入端 $z=0$ 处与 T 无关。

为了使方程 (2.1.8) 归一化, 引入下面的变换:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0} \quad (2.1.9)$$

从而得到:
$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (2.1.10)$$

其中 P_0 是脉冲峰值功率, T_0 是脉冲宽度, 参量 N 定义为:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.1.11)$$

色散长度 L_D 和非线性长度 L_{NL} 分别由下式定义:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.1.12)$$

在反常色散区（即 $\beta_2 < 0$ ）下， $\text{sgn}(\beta_2) = -1$ ，通过定义

$$u = NU = \left[\frac{\gamma T_0^2}{|\beta_2|} \right]^{1/2} \cdot A \quad (2.1.13)$$

可以消去参量 N ，从而得到非线性薛定谔方程的标准形式(NLS)：

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (2.1.14)$$

为了书写的习惯，采用 z 代替 ξ ，即使用 $i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0$ 作为 (2.1.14)。

二. 光脉冲传输方程的求解

为了说明方程 (2.1.14) 的意义，下面对方程的求解进行推导，求解包含解析法和数值解法，这些方法大致为逆散射法，有限差分法，分步傅立叶法，和波束传播法等。

1. 解析法

具有代表性的解析法是逆散射法。逆散射法由 Gardner 等人发明，Zakharov 和 Shabat 用此方法求解了非线性薛定谔方程，此方法现在已成为数学物理的一个重要工具。逆散射法实质上与傅立叶变换方法类似。傅立叶变换一般用于求解线性偏微分方程，逆散射法是用 $z=0$ 处的入射场得到的初始散射数据，然后通过求解线性散射问题很容易获得其沿 z 方向传播的变化，再由变化的散射数据重新建立传播场。

使用逆散射法求解方程 (2.1.14) 时，与此相联系的散射问题是：

$$\frac{\partial v_1}{\partial \tau} + i\zeta v_1 = uv_2, \quad \frac{\partial v_2}{\partial \tau} - i\zeta v_2 = -u^* v_1 \quad (2.1.15)$$

其中 v_1 和 v_2 是势场 $u(z, \tau)$ 中散射波的振幅， ζ 是本征值。对一已知的初始形式 $u(0, \tau)$ ，利用上述方程得到初始散射数据。直接散射问题可以由类似于傅立叶分析中的傅立叶系数的反射系数 $r(\zeta)$ 描述，也可以由 ζ 复平面中 $r(\zeta)$ 的极点所对应的边界状态的情形来描述，即初始散射数据由反射系数 $r(\zeta)$ 、复极点 ζ_j 及留数 C_j ($j=1, N$) 组成（假如 N 个这样的极点存在）。势场 $u(z, \tau)$ 是由变化的散射数据重建的。一般要求解复杂的线性积分方程，但对于初始势场 $u(0, \tau)$ ，在 $r(\zeta)$ 为 0 的特殊情形（即孤子情形）下，

$u(z, \tau)$ 可以通过求解一组代数方程得到。孤子的阶数由极点数目或本征值

ζ_j ($j=1, N$) 决定, 通解为:

$$u(z, t) = -2 \sum_{j=1}^N \lambda_j^* \cdot \psi_{2j}^*, \quad \text{式中 } \lambda_j = \sqrt{c_j} \exp[i(\zeta_j t + \zeta_j^2 \xi)] \quad (2.1.16)$$

其中 ψ_{2j} 可以通过解线性方程组获得:

$$\psi_{1j} + \sum_{k=1}^N \frac{\lambda_j \cdot \lambda_k^*}{\zeta_j - \lambda_k^*} \psi_{2k}^* = 0, \quad \psi_{2j} + \sum_{k=1}^N \frac{\lambda_j \cdot \lambda_k^*}{\zeta_j^* - \zeta_k} \psi_{1k} = \lambda_j^* \quad (2.1.17)$$

由此可以得到对应于单个本征值 η_1 ($N=1$) 的基态孤子的一般形式:

$$u(z, \tau) = 2 \cdot \eta_1 \cdot \text{Sech}(2 \cdot \eta_1) \cdot \exp(i \cdot 2 \xi \eta_1^2) \quad (2.1.18)$$

本征值 η_1 决定了孤子的振幅, 选取 $u(0,0) = 1$, 使 $2\eta_1 = 1$ 可得基态孤子的典型形式:

$$u(z, \tau) = \text{Sech}(\tau) \cdot \exp(i \cdot z / 2) \quad (2.1.19)$$

2. 数值法

光脉冲在单模光纤中的传输方程是非线性偏微分方程, 在一般情况下不适合解析法求解, 除非是在能够使用逆散射法的某些极特殊情况下才有可能。因而为了阐明光纤中的非线性效应, 通常需要作数值处理。为此目的, 可以采用多种数值方法, 这些方法可以分成两大类: 有限差分法和伪频谱法。一般说来, 为了达到相同的精度要求, 伪频谱法较有限差分法快一、二个数量级。一种已经广泛应用于求解非线性色散介质的脉冲传输问题的方法是分步傅立叶法, 这种方法相对于大多数有限差分法有较快的速度, 部分原因是由于采用了快速傅立叶变换法 (FFT) [8]。

2.1. 有限差分法

孤子传输的基本方程 (2.1.14) 可以采用有限差分法进行数值求解。

设 $z_m = m \cdot dz$, $\tau_n = n \cdot dt$, 然后对 (2.1.14) 有限差分, 得到如下的几种差分形式:

$$\text{LeapFrog格式: } i \frac{u_{n+1}^m - u_{n-1}^m}{2dz} + \frac{u_{n+1}^m - 2u_n^m + u_{n-1}^m}{2dt^2} + |u_n^m|^2 \cdot u_n^m = 0 \quad (2.1.20)$$

$$\text{HopScotch格式: } i \frac{u_n^{m+1} - u_n^{m-1}}{2dz} + \frac{u_{n+1}^m - 2u_n^m + u_{n-1}^m}{2dt^2} + \frac{1}{2} \left(|u_{n-1}^m|^2 u_{n-1}^m + |u_{n+1}^m|^2 \cdot u_{n+1}^m \right) = 0 \quad (2.1.21)$$

$$\text{Crank - Nicolson格式: } i \frac{u_n^{m+1} - u_n^{m-1}}{dz} = \frac{1}{4dt^2} \left(u_{n+1}^m - 2u_n^m + u_{n-1}^m + u_{n+1}^{m+1} - 2u_n^{m+1} + u_{n-1}^{m+1} \right) + \frac{1}{2} \left(|u_{n-1}^m|^2 u_{n-1}^m + |u_n^m|^2 \cdot u_n^m \right) \quad (2.1.22)$$

经过具体的计算机模拟可以得出，有限差分法的收敛速度较慢，且稳定性差，对步长 dz 的要求严格，计算精度为步长的二阶项；但在一般情况下可以满足精度和速度要求。

2.2 分步傅立叶变换法

光孤子传输方程 (2.1.14) 的求解也可以采用分步傅立叶方法。为此将方程分为线性部分和非线性部分单独处理，将 (2.1.14) 改写为：

$$\frac{\partial u}{\partial z} = (D + N)u \quad (2.1.23)$$

D 为线性部分的微分运算, N 为非线性运算符, 分别定义为：

$$D = \frac{i}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad N = i|u|^2 \quad (2.1.24)$$

D 和 N 本应该同时起作用，但是对于很小的距离间隔 dz ，可以假定它们的作用互不相关，这也是分步傅立叶法的关键所在，由此 (2.1.14) 从 z 到 $z+dz$ 的演化可以分为两步：第一步非线性部分单独起作用，即 $D=0$ ；第二步线性部分单独起作用，即 $N=0$ ；数学上可以表示为：

$$u(z + dz, \tau) \approx \exp(dz \cdot D) \cdot \exp(dz \cdot N) \cdot u(z, \tau) \quad (2.1.25)$$

利用傅立叶变换处理指数运算符 $\exp(dz \cdot D)$ 后，(2.2.4) 变为：

$$u(z + dz, \tau) = F^{-1} \left\{ \exp[dz \cdot D(j\omega)] \cdot F[\exp(dz \cdot N) \cdot u(z, \tau)] \right\} \quad (2.1.26)$$

其中 F 、 F^{-1} 分别为傅立叶正、反变换， $D(j\omega)$ 是将 (2.1.25) 中微分运算符用 $j\omega$ 取代后所得， $D(j\omega) = -j\omega^2 / 2$ ， ω 为傅立叶空间的频率变量，利用 FFT 法，可以使 (2.2.1.14) 的计算快速。

为了进一步提高计算精度，可以采用对称的分步傅立叶法 (2.1.27)。由以下的比较可以看出其精度比分步傅立叶法提高许多。

$$u(z+dz, \tau) \approx \exp\left(\frac{dz}{2} \cdot D\right) \cdot \int_z^{z+dz} N(\xi) \cdot d\xi \cdot \exp\left(\frac{dz}{2} \cdot D\right) \cdot u(z, \tau) \quad (2.1.27)$$

2.3 光束传播法

光束传播法一般用于对方程 (2.1.14) 的模拟。处理方法及步骤如下，对于 (2.1.14)，在固定点 τ 考虑区间 $[z, z+dz]$ ，把 $\xi \in [z, z+dz]$ 看作变量，则 (2.1.14) 可以写成如下的算子：

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = i \cdot \hat{T} u, \quad \hat{T} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + |u|^2 \quad (2.1.28)$$

将 (2.1.28) 在 $[z, z+dz]$ 积分，并忽略 $|u(z, \tau)|^2$ 在这个小区间的变化，则可以得到：

$$\begin{aligned} u(z+dz, \tau) &= \exp(i \hat{T} dz) u(z, \tau) \\ &= \exp\left(i \frac{1}{4} dz \cdot \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right) \left\{ \exp\left(i dz \cdot |u(z, \tau)|^2\right) \exp\left[i \frac{1}{4} dz \cdot \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right] (u(z, \tau)) \right\} \end{aligned} \quad (2.1.29)$$

对 (2.1.29) 的两种解法：

1. 使用傅立叶变换（一般为 FFT）计算对时间的二阶导数，这时可以认为是函数逼近法（对时间部分）和差分法（对空间部分）的结合。
2. 采用差分法计算对时间的二阶导数：

$$\text{设 } T_1 = \exp\left(i \frac{1}{4} dz \cdot \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right), \text{ 展开并截断得： } T_1 = 1 + i \frac{1}{4} dz \cdot \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}$$

对上式采用适当的差分格式，如龙格-库塔法，则该方法就成为完全差分法。

总之，对方程 (2.1.14) 的求解分为解析法和数值法，逆散射法属于解析法，因而逆散射法的求解是精确的。有限差分法、分步傅立叶法和光束传播法属于数值解法，因而具有一定的计算误差，三者的误差均为 dz 的二阶项，而对称的分步傅立叶法的误差是 dz 的三阶项。

逆散射法求解非线性薛定谔方程的柯西问题（初值问题）十分方便，将若干个线性微分算子的系数映射成“散射数据”的集合——这种映射起着傅立叶变换的作用。对于光孤子的研究而言，逆散射法是有力的工具，但除了少数极特殊的 $u(0, \tau)$ 可以用逆散射法求解外，一般都是对其进行数值求解，即逆散射法的适用性受到一定程度的限制，只适用于初始势场的反射系数为零的特殊

情形，而数值法的适用性则广泛得多，但数值法有一定的精度限制，得到的是近似解。光束传播法一般用于标准 NLS 的模拟，对于其他方程的应用尚未见报道。可以证明与分步傅立叶法是等价的^[23]。

在本次课题设计中，由于涉及到的是二阶修正的非线性偏微分方程，难以使用逆散法得到精确求解，因而使用数值法，此处我们使用有限差分法，就完全可以满足精度要求。

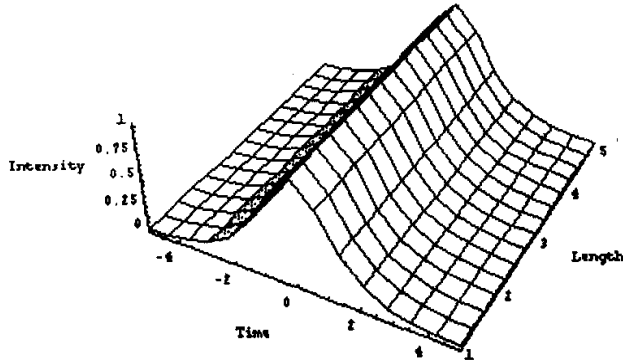
三. 光孤子在标准非线性薛定谔方程下的演化

1. 基阶孤子在 NLS 下的演化

解 (2.1.19) 表明，如果一个双曲正割脉冲，其脉宽为 T_0 ，并且选取峰值功率 P_0 使方程 (2.1.11) 中的 $N=1$ ，入射到无损耗光纤中，传输任意长距离，此脉冲形状不发生变化。正是这一特性，基态孤子在光通信系统中的信息传输方面引起了人们的极大关注。产生基态孤子所需要的峰值功率 P_1 ，可以通过令方程 (2.1.11) 中 $N=1$ 得到：

$$P_1 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \approx \frac{3.11|\beta_2|}{\gamma T_{FWHM}^2} \quad (2.1.30)$$

对双曲正割脉冲而言， T_{FWHM} 与 T_0 满足关系： $T_{FWHM} = 2\text{Ln}(1+\sqrt{2})T_0 \approx 1.763T_0$ ，实际上经常使用的是半极大全宽度值 T_{FWHM} 。对 $1.55\mu\text{m}$ 波长处石英光纤参数 β_2 和 γ 的典型值，当 $T_0 = 1\text{ps}$ 时， P_1 大约为 5W ，但当 $T_0 \approx 10\text{ps}$ 时， P_1 减小到约 50mW ，对于色散位移光纤， $\beta_2 \approx -2\text{ps}^2/\text{km}$ ， P_1 减小到 $1/10$ 。基态孤子的演化大致可以采用下图表示：



2. 高阶孤子的在 NLS 下的演化

高阶孤子也可以采用 (2.1.16) 描述, 本征值 η_j 和留数 c_j 的不同组合, 一般可以导致孤子形式变化无穷, 这其中一个特殊的情形乃是 $z=0$ 时的初始形式如下的孤子:

$$u(0, \tau) = N \cdot \text{Sech}(\tau) \quad (2.1.31)$$

式中孤子阶数 N 是整数。由方程 (2.1.11) 可以得到发射 N 阶孤子所需的峰值功率, 它是基态孤子所需功率的 N^2 倍。对二阶孤子 ($N=2$), 通过选取 $\eta_1 = 1/2$ 和 $\eta_2 = 3/2$, 由方程 (2.1.16) 和 (2.1.17) 可以得到场的分布为:

$$u(z, \tau) = \frac{4[\cosh(3\tau) + 3 \exp(4i \cdot z) \cdot \cosh(\tau)] \exp(i \cdot z/2)}{[\cosh(4\tau) + 4 \cosh(2\tau) + 3 \cos(4z)]} \quad (2.1.32)$$

此解的一个重要特征是以 $\pi/2$ 为周期的周期性函数, 实际上所有高阶孤子都具有周期性。利用 (2.1.9) 定义孤子周期:

$$Z_0 = Z/L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 0.322 \frac{\pi T_{FWHM}^2}{2|\beta_2|} \quad (2.1.33)$$

研究发现, 当三阶孤子在光纤中传输时, 在一个孤子周期的开始阶段脉宽变窄, 大约在 $Z_0/5$ 处变得最窄, 然后在 $Z_0/2$ 处分裂为两个明显的脉冲, 大约在 $4Z_0/5$ 处又一次变得最窄, 而在 $Z=Z_0$ 处又恢复成原来的形状, 此过程在每个 Z_0 段内重复进行。也正是利用了脉冲的初始窄化才能够完成对脉冲的压缩。

第二节 光纤损耗对孤子传输的影响及补偿

在实际传输过程中，光纤损耗是无法完全消除的。因为孤子产生于非线性效应和色散效应之间的精确平衡，如果脉冲要保持其孤子的特性，必须保持峰值功率不变。由于光纤的损耗，孤子的峰值功率随着光纤长度作指数规律下降 ($P_T = P_0 \exp(-\alpha L)$)，结果基态孤子的脉冲宽度也将在传输过程中展宽。这就需要光纤损耗经过数学处理进行有效补偿。

一. 对孤子传输中光纤损耗的数学处理

数学上，对光纤损耗的处理是在方程 (2.1.8) 中增加一个损耗项，使其具有 (2.1.6) 的形式，使用变换 (2.1.9) 将方程 (2.1.14) 变为如下形式：

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -\Gamma u \quad (2.2.1)$$

$$\text{式中} \quad \Gamma = \frac{\alpha}{2} L_D = \frac{\alpha}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.2.2)$$

在输入脉冲为 $u(0, \tau) = \text{Sech}(\tau)$ 时，将 Γ 看作微扰解，采用逆散射法求解 (2.2.1)，可以得到方程的近似解为：

$$u(z, \tau) = u_1 \cdot \text{Sech}(\tau \cdot u_1) \cdot \exp(i \cdot \sigma) \quad (2.2.3)$$

$$\text{其中} \quad u_1 = \exp\left(-2\Gamma \frac{z}{L_D}\right), \quad \sigma = \frac{1}{8\Gamma} \left[1 - \exp\left(-4\Gamma \frac{z}{L_D}\right)\right].$$

当 $\Gamma = 0$ ，(2.2.3) 变为 (2.1.19)，这是与第一节分析吻合；当 $\Gamma \neq 0$ 时，经变换可以得到脉冲宽度在光纤中的变化为：

$$T_1 = T_0 \exp\left(2\Gamma \frac{z}{L_D}\right) = T_0 \exp(\alpha \cdot z) \quad (2.2.4)$$

此式表示基态孤子宽度随 z 的增长而按指数规律增加，但这并不适用于任意长度。因为当只有非线性效应可以忽略时，脉宽才线性增加；对 (2.2.1) 数值求解^[8]表明，对 $\alpha z \ll 1$ 的 z 值，微扰解 (2.2.3) 是精确的；直到 $z/L_D = 20$

(即 $\Gamma \frac{z}{L_D} \approx 0.7$)，微扰解都是合理的。

而假如初始输入为高阶孤子，可以看到类似的渐近线行为，除了脉宽在单调增加之前有一段时间是震荡的，这可以从高阶孤子的周期性变化来解释。

二. 对光纤损耗的补偿

在高性能光通信系统中，有两个方面要用到光孤子：第一是利用孤子效应增加光纤的中继距离，这是低功率情况下不存在非线性效应时所期望的。在阶孤子传输的每个周期的初始阶段，脉宽减小，这种初始窄化即使在存在光纤损耗时仍然如此，而且能够补偿由于损耗引起的孤子展宽；研究表明，当输入峰值功率足以激发高阶孤子时，中继距离将增加 2 倍以上，而此时所要求的峰值功率并不高，大约只有 3mW，由于半导体激光器已经能够达到这样的功率水平，因而可以利用孤子效应提高光通信的性能。

第二是利用孤子效应实现长距离的数据传输而不需要借助于电子中继。为了克服光纤损耗的影响，需要对孤子整形和周期性放大以恢复其原来的脉宽和峰值功率。可以采用两种方法实现，一种方案是利用光学放大器提高孤子的能量以便达到入射时的功率水平，然后孤子重新调整其脉宽达到初始脉宽。采用此种方法时，在初始的窄化阶段一部分能量转化为色散波，经过多级放大得到积累，这是不希望出现的，可以通过减小放大器之间的距离来减小积累。实际上，对 $\alpha = 0.2\text{dB/km}$ 的光纤，放大器间隔被限制在 10km 之内。另一种方案是采用拉曼放大方案，采用一个泵浦波周期性地注入光纤，由于拉曼增益是分布在整个光纤长度上的，所以可以将孤子绝热放大，基本上保持 $N=1$ ，这样可以大大减小色散部分，基于此，拉曼放大方案被认为最适合于实际的光通信系统。然而拉曼放大方案具有缺陷，它需要工作在 $1.45\mu\text{m}$ 处的高功率泵浦激光器。虽然色心激光器可以提供此水平的功率，但是色心激光器不适用于通常使用半导体激光器的实际光波系统中。所以自 1989 年以来，尽管掺铒光纤放大器 (EDFA) 具有集总放大的特性，也正在被广泛用于孤子通信系统的损耗补偿，EDFA 的研究也成为光纤通信的热点课题，国内也有分布 EDFA 研究成功的报告^[10]。

第三节 高阶非线性对孤子传输的影响

当脉冲宽度 $T_0 < 100\text{fs}$ 时, 必须考虑高阶非线性和色散效应, 使用方程 (2.1.5)。下面从自陡峭、高阶色散、和非线性响应延迟效应三方面讨论高阶非线性对孤子特性的影响。为此将方程 (2.1.5) 变换为:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - i\delta \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} = -N^2 \left[|U|^2 U + i \cdot s \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) - \tau_R \cdot U \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2) \right] \quad (2.3.1)$$

该方程假设 $\beta_2 < 0$, 并且忽略损耗 ($\alpha = 0$), δ 、 s 、 τ_R 分别描述自陡峭、高阶色散、和非线性响应延迟效应。

$$\delta = \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0}, \quad s = \frac{2}{\omega_0 T_0}, \quad \tau_R = \frac{T_R}{T_0} \quad (2.3.2)$$

这三个参量均与脉宽成反比, 当 $T_0 > 1\text{ps}$ 时可忽略。

一. 自陡峭效应

自陡峭效应由参量 s 决定, 设 $\delta = 0$, $\tau_R = 0$, 描述方程为

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 \left[|U|^2 U + i \cdot s \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) \right] = 0 \quad (2.3.3)$$

在初始输入为 $u(0, \tau) = \text{Sech}(\tau)$ 时, 孤子峰值处比两翼处的速度慢, 所以峰值被延迟并表现为向脉冲后沿移动, 尽管脉冲在传输时稍有展宽, 可是仍能够保持孤子特性, 说明 (2.3.3) 具有孤子解, 趋向是输入脉冲不对称地向孤子演变。

在输入为高阶孤子时, 将导致孤子衰变, 孤子分解为它们的分量, 并且分量之间的间隔随着传输距离的增加而变大。这主要是由于自陡峭效应使得各分量之间的传输速度不同, 打破简并, 导致互相分开。

二. 高阶色散

高阶色散对孤子衰变的影响可以通过方程 (2.3.1) 中的三阶微分项来研究, 定性行为与自陡峭类似。实际上, 即使没有高阶非线性效应, 当 δ 参量超过某个临界值时, 高阶色散也将导致孤子衰变。对二阶孤子, 临界值为 $\delta = 0.022$, 而对三阶孤子, δ 减小到 0.006。

三. 非线性响应延迟效应

非线性响应延迟效应由方程 (2.3.1) 中的最后一项决定, 定性行为与自陡峭基本类似。有两个区别: 第一是与 δ 相比, 对相当小的 τ_R 就会导致高阶孤子在给定的长度上产生孤子衰变。这一特征表明 τ_R 比 δ 的影响更为重要。第二是在自陡峭下, 各个孤子分量都有延迟, 而在 τ_R 下, 低强度的孤子超前, 且出现在入射脉冲的前沿。另外在 τ_R 下, 显著的特征是孤子频谱的非常明显的红移, 这种红移产生于脉冲本身因而称为孤子自频移。

从以上的分析可以知道, 对于脉宽 $T_0 < 100\text{fs}$ 的脉冲, 因为 δ 、 S 和 τ_R 都变得不可忽略, 这时对孤子传输的研究应该使用方程 (2.3.1)。但是在本课题中, 由于最终目的只是将 25ps 的脉冲压缩成 5ps , 即压缩后的脉宽要求远大于 100fs , 这时光纤的非线性效应的作用不是太明显, 对理论分析和实验不会造成明显的影响, 因而是可以忽略的, 从而降低了问题的复杂度。

第三章 光脉冲压缩和超短光脉冲的产生技术

本次设计的目的是通过脉冲压缩得到超短光脉冲，因而需要对常用的光脉冲压缩方法进行一些分析和研究。光脉冲在光纤中传输时，由于 GVD 的存在，脉冲的不同频率分量以不同的速率运动，如果脉冲的前沿被延迟一个量，使得前沿和后沿几乎同时到达输出端，则输出脉冲被压缩。光脉冲压缩是光纤非线性效应在通信领域的一个重要应用，通过精心控制光纤中的非线性已经获得了飞秒级的窄脉冲。利用光纤的非线性效应出现了多种脉冲压缩方法，本章首先分析了以光纤中非线性效应为基础的两类压缩器即光纤-光栅对和孤子效应压缩器，而 DDF 的原理是这些脉冲压缩方法的有效扩展，在下一章将作详细的表述。然后考虑到在以后的实验中，将会用到增益开关半导体激光器和光放大器，并且光脉冲的啁啾将影响光孤子的传输，而这三者本身有时又具有压缩脉冲的作用，因而对三者也作了简要阐述。

第一节 光纤-光栅对的脉冲压缩原理

光纤-光栅对压缩器工作在 $1.3\mu\text{m}$ 以下的可见光和近红外区。在使用光纤-光栅对压缩器时，当脉冲在光纤的正常色散区传输时，光纤的作用是通过 SPM 和 GVD 的联合效应，使脉冲产生近似线性的正啁啾，然后通过光栅对提供的反常 GVD，正啁啾脉冲得到外部压缩。压缩原理可用图 3.1 表示。

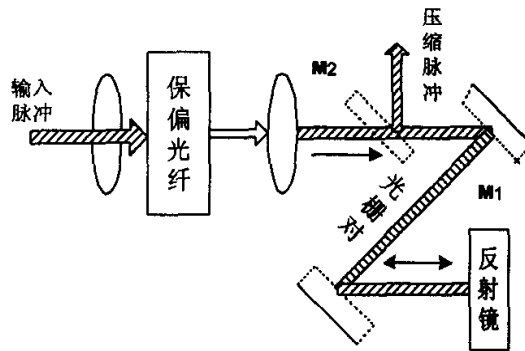


图3.1 双通道光纤-光栅对压缩器示意图

因为普通石英光纤仅对波长 $\lambda < 1.3\mu\text{m}$ 提供正的 GVD，所以这种压缩器已经用到 $\lambda < 1.32\mu\text{m}$ 附近。在上图中，通过一个显微镜将输入脉冲耦合进入一段

单模保偏光纤,在光纤中,脉冲频谱展宽,并在整个谱宽上产生正啁啾,然后输出脉冲再通过光栅对,在光栅对中,脉冲表现为反常 GVD,并且被压缩。通过镜 M_1 再将脉冲返回到光栅对,使其截面复原。为了将出射光束和入射光束分开,镜 M_1 稍微倾斜,再由 M_2 将压缩脉冲反射出去,并且不发生任何附加损耗。

尽管光纤光栅对进行脉冲压缩的原理简单,但是为了达到压缩的最佳性能,有几个重要问题必须考虑:(1)对应于已知的脉冲参数,是否存在一个最佳的光纤长度。(2)为了获得最大压缩的高质量输出脉冲,是否存在一个最佳的光栅间隔。(3)应该考虑压缩器的工作波长,而光纤-光栅对压缩器的工作波长在 $1.32\mu\text{m}$ 以下,因而光纤光栅对压缩器在可见光和近红外区最常用。(4)光纤-光栅对压缩器受 SBS (受激拉曼散射) 的限制较大。

第二节 孤子效应压缩器

一. 孤子效应压缩器的脉冲压缩原理

光孤子是 GVD 和 SPM 相互作用的结果。孤子理论表明,波长大于 $1.3\mu\text{m}$ 的光脉冲,假如具有 $\text{Sech}^2(\tau)$ 形状且脉冲参数可以使得两种效应达到精确的平衡,那么光脉冲作为基态孤子可以既无时域改变也无频域改变地沿光纤传播。而波长大于 $1.3\mu\text{m}$ 的光脉冲在石英光纤中传输时都经历 SPM 和 GVD,这样一段光纤自身可以作为一个压缩器,而不需要附加光栅对,压缩机制与高阶孤子的基本性质有关。高阶孤子一个有趣的特性是其形状在传播过程中周期性地发生变化,在恢复最初的形状(在孤子周期的整倍数之处)之前具有一个初始的窄化阶段。孤子效应压缩器就是利用这一特性实现的,这是使脉冲压缩成为可能的唯一特性。适当选择光纤长度,输入脉冲可以由一个由孤子阶数 N 决定的压缩因子压缩。由于这一压缩现象归因于孤子的脉冲窄化,为了突出孤子作用,将该技术称为孤子效应压缩器。因此,孤子效应压缩器的简单实现可以表述为:通过放大变换极限脉冲形成高阶孤子,然后发射进入光纤,光纤长度由孤子在周期变化过程中脉宽达到最窄时确定(即确定最佳光纤长度 z_{opt})。

在忽略光纤损耗时,可以采用下面的方程描述光纤中 N 阶孤子的演化。因为通常所用的光纤长度比吸收长度小得多 ($\alpha L \ll 1$), 所以忽略光纤损耗是合理的。由孤子周期的定义和 $\beta_2 < 0$ 可以将方程(2.1.10)变为:

$$i \frac{2}{\pi} \frac{\partial U}{\partial(z/z_0)} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U = 0 \quad (3.3.1)$$

参数 N 的定义由(2.1.15)给出。尽管高阶孤子仅对 N 为整数时呈现出精确的周期变化形式,可是方程(3.3.2)可以描述 N 为任意值的脉冲变化。 $N=1$ 对应于基态孤子。假如脉冲峰值功率大于激发基态孤子所需要的峰值功率,高阶孤子便会产生,即阶数 N 是由脉冲峰功率决定的。为了形成 N 阶孤子,脉冲峰功率需要满足:

$$P_N = 3.11 \frac{N^2 \cdot D \cdot \lambda^2}{2\pi \cdot c \cdot \tau \cdot \gamma} \quad (3.2.2)$$

其中 c 为光速, γ 为非线性系数, τ 为脉冲宽度, λ 为信号波长, D 为光纤色散参数。

对所有 $N > 1$ 的值,输入脉冲一般都表现为初始的窄化,最佳光纤长度对应于中央峰值的宽度变到最窄时的位置,压缩因子是输入脉冲与输出脉冲 FWHM 的比率;压缩质量 Q_c 的定义为压缩脉冲与输入脉冲的能量比率; F. Mollenauer 用数值方法已经得到了压缩因子 F_c 和最佳光纤长度 z_{opt} 的关系,下图为 $N \in [1,15]$ 时, F_c^{-1} 和 z_{opt}/z 与 Q_c 的关系:

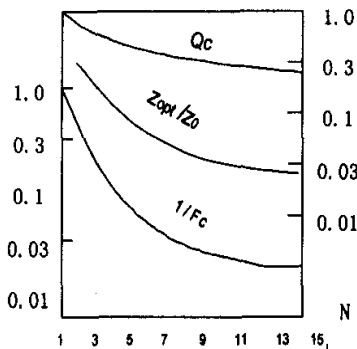


图 3.2 压缩因子、最佳压缩长度和品质因子与阶数 N 的关系

可以看出,压缩因子 F_c 随着孤子阶数 N 的增加而增加。与光纤-光栅对相

比, Q_c 远小于 1, 并且随着 N 的增加单调减小, 这一缺点是孤子效应压缩器所固有的。出现在脉冲两翼的剩余能量以很宽的背景形式存在于压缩脉冲的周围, 从物理上可以解释为: 在初始的窄化阶段, 高阶孤子的变化主要由 SPM 支配, 而由于 SPM 引起的啁啾仅在脉冲的中心部分是线性的, 所以也仅是中间部分由反常 GVD 压缩, 而脉冲两翼的能量未被压缩, 并表现为一个宽的背景。上图以及进一步的模拟结果表明, 孤子效应压缩器的压缩因子 F_c 和最佳光纤长度 z_{opt} 的经验关系可以近似地表示为:

孤子效应压缩器	光纤光栅对压缩器
$F_c \approx 4.1N$	$1/F_c \approx 1.6/N$
$\frac{z_{opt}}{z} \approx \frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2}$	$\frac{z_{opt}}{z} \approx \frac{1.6}{N}$

此关系对于 $N > 10$ 时可以精确到百分之几, 可以作为一个简单的设计规则。两者的直接比较表明, 对于相同的 N 和 z_0 值, 孤子效应压缩器的压缩因子要比光纤-光栅对大 6.5 倍, 而且最佳光纤长度要短 4/5。

二. 高阶非线性效应对孤子效应压缩器的影响

尽管该技术十分具有吸引力, 但是确实存在不足之处。首先, 压缩脉冲始终伴随着不受欢迎的脉座, 压缩脉冲只具有入射脉冲的小部分能量, 大部分能量表现为一个较宽的背景形式, 所以脉冲的质量较差。其次, 当压缩脉冲的宽度很窄时, 光纤的高阶非线性效应变得不可以忽略, 将大大地影响压缩过程。S. Gouveia 在产生 fs 脉冲的压缩实验中, 发现最佳光纤长度比由经验公式的计算值大约要大 2.5 倍, 这是因为经验公式是以 (3.2.1) 为基础的, 而 (3.2.1) 忽略了高阶色散和高阶非线性效应, 当脉宽小于 100 fs 时, 这些效应变得非常重要。为了比较精确地估算最佳光纤长度, 必须采用方程 (2.3.1)。它包括了光纤中的三阶色散效应、自陡峭效应和非线性响应延迟效应, 其中主要是非线性响应延迟效应。国内学者对此也有一些研究^[27]。

然而令人感兴趣的是, SRS 可以通过产生无脉座脉冲来改善压缩脉冲的质量^[28]。也有实验表明, 对于 $\tau_R = 0.01$ 的 $N=10$ 孤子, 当输入 1 ps 的脉冲时,

在 $\xi = 0.06$ 时脉冲开始压缩的同时,尖峰开始在较宽的脉座上形成,这与其他孤子效应压缩器中类似。但是当 $\xi > 0.06$ 时,由于 SRS 的作用,脉冲压缩从质量上显著不同。特别地,由于孤子自频移诱发的群速度色散的改变,使得窄的尖峰速度减慢而从脉座中分离出来。而且,脉座可以通过频谱滤波而消除,净结果为红移的、无脉座的压缩脉冲。同时最佳光纤长度变长,压缩因子变大。

SRS 与其诱发的调制不稳定性的联合作用可以获得高重复频率的无脉座超短脉冲。在无 SRS 时,压缩脉冲包含来自 cw 波背景的脉座;然而由于 SRS 诱发的孤子自频移的作用,脉冲序列的频谱从脉座频谱中分离出来,采用带通滤波器可以将脉座移走而获得高重复频率的脉冲序列。

三. 光纤—光栅对压缩器和孤子效应压缩器的联合使用

从以上的分析可以看出,光纤—光栅对和孤子效应压缩器各有优缺点。而在 $1.3\mu\text{m}$ 附近的波长范围内,两种压缩器对光脉冲均能较好地压缩。S. Gouveia 在最近的实验 ($1.32\mu\text{m}$) 中,采用两级压缩装置即一个光纤—光栅对压缩器紧跟一个孤子效应压缩器,已经获得了 5000 倍的压缩因子。

第三节 光脉冲压缩的其他技术

以上讨论的脉冲压缩技术表明,SPM 和 GVD 之间的相互作用可以用来压缩光脉冲,孤子效应压缩器和光纤光栅对压缩器的研究已经很多。而出于这种基本思想,另外几种技术也可以用来满足脉冲压缩的特殊需要,在第五章的实验装置中用到了其中的某些设备,因而此处有必要作简要的探讨。

一. 啁啾脉冲放大技术

许多超短光脉冲的应用需要具有高能量(约为 1 焦耳或更高)的光脉冲,但是从产生脉冲的激光器而言这是不容易满足的。那么使用一个或者多个放大器从外部放大光脉冲就成为必要。为此目的,啁啾脉冲放大技术非常有用。这项技术早在 1974 年就已经出现,但是直到 1985 年才引起广泛的注意,当时利用该技术获得了 TW 峰值功率的超短光脉冲。该技术的基本思想是,在光脉冲被放大以前使用非线性介质使脉冲发生啁啾,而光纤的非线性(SPM)可以满

足此要求。光脉冲通过光纤时,不仅产生啁啾而且被展宽,脉冲展宽使得峰值功率减小,这使得在增益饱和和抑制能量抽取效率以前,大幅度放大光脉冲成为可能。然后使用光栅对压缩放大后的光脉冲。实质上,这种方案与光纤光栅对压缩器类似,只不过是在光纤和光栅对之间插入了放大器。

啁啾脉冲放大技术的使用导致了所谓台式 TW 激光器系统的产生,此系统中固体激光器产生的模式锁定的光脉冲经过放大获得具有 TW 峰值功率的皮秒、甚至飞秒光脉冲。1991 年 A.Tomita 使用此技术产生了 $1.052\mu\text{m}$ 具有 28 焦耳能量的 3.5ps 光脉冲。Q 开关锁模 Nd 玻璃激光器产生的 100ps 脉冲注入到 1 米长的单模保偏光纤,虽然光纤的使用并非至关重要,但其非线性却提供了诱发频率啁啾的简单方法。输入脉冲能量选择 $1.8\mu\text{J}$,以便在通过 SPM 使脉冲产生啁啾时不会诱发 SRS。因为如此短的光纤中 GVD 几乎可以忽略,输出脉冲频谱展宽到大约 0.7nm,而脉冲宽度几乎保持不变。使用一连串的放大器将光能量提高到大约 100 焦耳,放大后的光脉冲使用光栅对压缩,通过一个可饱和吸收器选择脉冲的中央部分(该处的频率啁啾为线性)可以改善压缩脉冲的质量,由此获得了具有 28 焦耳的能量和 8TW 的峰值功率的 3.5ps 的压缩脉冲。

二. 增益开关半导体激光器

增益开关技术可以直接从半导体激光器产生大约 25ps 的光脉冲。通常,在利用增益开关半导体激光器产生光脉冲时,光脉冲会由于折射率的变化而产生啁啾。与通过光纤诱发的正啁啾相比,增益开关脉冲的啁啾为负值。假如使用具有正的 GVD 且长度得到适当优化的光纤,那么具有负啁啾的脉冲可以被压缩。由于进入光纤的脉冲已经产生啁啾,所以该技术没有使用光纤的非线性,而光纤的作用是提供正的 GVD。由此输出的脉冲不仅被压缩而且几乎成为变换极限脉冲。由于常规光纤在波长大于 $1.3\mu\text{m}$ 时表现出反常 GVD,因而在 $1.5\mu\text{m}$ 波长区域使用色散位移光纤成为必需。

早在 1986 年 R. Chraplyvy 使用该技术就获得了重复频率为 12GHz、5-6ps 光脉冲,到 1988 年通过对压缩脉冲进行时分复用,重复频率可以达到 100GHz。由于增益开关半导体激光器产生的啁啾不是理想的线性,因而压缩脉冲通常

不是变换极限脉冲。使用带通滤波器，光脉冲频谱的中央部分（此处啁啾接近线性）可以通过，从而可以大大改善压缩脉冲的质量，采用这种方式已经获得了脉宽小于 6ps 的变换极限脉冲。另外的实验也获得了脉宽在 3ps 以下的光脉冲，甚至于假如使用具有反常 GVD 的光纤，利用孤子效应对压缩后的脉冲再进一步压缩，可以获得更短的脉冲。如此方法，通过这样的两级压缩方案，17.5ps 的增益开关脉冲被压缩到 1.26ps。为了使光脉冲能量足以激发高阶孤子，在光脉冲进入第二级光纤之前使用半导体激光放大器提升脉冲能量是必需的。最近，R. Chraplyvy 通过使用 EDFA 或 DDF，脉冲宽度已经降到 1ps 以下。通过可调的分布式布拉格反射激光器已经获得了短至 230fs 脉冲。而通过时分复用，其他实验中已经得到重复频率为 160GHz 的 0.8ps 光脉冲。由于正常 GVD 光纤产生的正啁啾趋于抵消增益开关脉冲的负啁啾，所以增益开关技术的终极性能受制于用作脉冲压缩的正常 GVD 光纤中 SPM 效应。

三. 光放大器

在某些条件下，光脉冲的放大可以使脉冲发生啁啾，假如随后通过具有适当 GVD 的光纤进行传播，放大的脉冲可以被压缩。半导体激光放大器就是其中一例，当皮秒脉冲在这种放大器中放大时，增益饱和导致半导体增益媒介的折射率非线性地改变。实质上，通过 SPM 过程放大器对放大脉冲施加了频率啁啾。然而，与增益开关半导体激光器相比，放大器对脉冲施加的频率啁啾，在脉冲的大部分随着时间增加（与光纤中 SPM 诱发的啁啾类似）。因而，若将放大的脉冲通过反常色散光纤则可以得到压缩。该方法的压缩机制与孤子效应压缩方案类似，只不过 SPM 诱发的啁啾由放大器而非光纤施加，该方法的优点源于这样一个事实：由于光脉冲的低能量不能提供 $N=1$ 的峰值功率，故此不能直接在光纤中得到压缩，但是可以使用一个伴随有适当类型光纤的放大器同时得到放大和压缩。

G. Agrawal 和 A. Olsson 在实验中确实观察到了一个由 $1.52\mu\text{m}$ 锁模半导体激光器发出光脉冲序列在一个半导体激光放大器中被首次放大，然后通过 $\beta_2 = -18\text{ps}^2/\text{km}$ 的 18km 光纤传播。由于光脉冲具有相对较小的能量（约为 0.1pJ），只得到大约为 2 的压缩因子。通过流式摄像机对脉冲形状进行估算得到与理论预测相吻合的结果。该技术可以用于对光纤通信系统中光纤损耗

和色散的同时补偿。出于这个思路，如果采用一个半导体激光放大器用作在线放大器，16Gb/s 的信号可以在具有较大色散长度为 79km 的常规光纤中传输。在不经过放大器诱发啁啾时，由于光脉冲经受极大的展宽而使得该信号的传输不能够超过 15km。

光放大器也可以用来压缩光脉冲。其压缩机制与孤子效应压缩器对高阶孤子的压缩机制类似并且只发生在反常 GVD 下。特别地，放大脉冲在峰值功率足够高时可以形成基阶孤子，随着脉冲能量和峰值功率的增加， N 超过 1。由公式 (2.1.11) 可知，假如脉宽随放大过程而减小，那么孤子阶数可以得到保持。这样，只要放大过程保持绝热，经过放大的脉冲就可以持续得到压缩，然而由于光纤放大器的有限带宽而使压缩过程最终停止。实验中已经观察到飞秒脉冲在 EDFA 中的压缩，在一个实验中，240fs 的输入脉冲以约为 4 的压缩因子得到压缩；另一个实验中，锁模光纤激光器发出的 124fs 脉冲被 6m 长的光纤放大器缩短到 50fs。

四. 非线性光纤环镜

非线性光纤环镜 (NOLM) 的强度依赖传输特性可以用于脉冲整形和脉冲压缩^[29]。通常主动锁模光纤激光器或增益半导体激光器产生的脉冲比较宽，在利用光纤的非线性进行高阶压缩时，压缩脉冲在时域常伴有较宽底座，在频域表现为光谱包络的分裂。若如此低质量的压缩脉冲通过光纤环镜，则中央的较强部分可以从低功率底座中分离出来。通常，任何非孤子脉冲在通过 NOLM 时均可以得到压缩 (传输中央部分而阻隔低强度的脉冲两翼)。利用 NOLM 压缩脉冲时，在环的一侧可以放置一个衰减器，人为地造成 NOLM 两侧的入射光强差异，当两侧光束在耦合器中相遇时，由于二者之间的非线性相移差值与入射光强有关，两束光经过干涉形成 NOLM 的输出。

这样，利用光纤非线性形成的高阶压缩脉冲得到整形，脉冲基座得到明显的抑制，大大提高了压缩质量。利用该技术时，假如输入脉冲能量低于开关门限，可在光纤环中串入光纤放大器。由于该技术通过修剪脉冲两翼而起作用，因而压缩因子相对较小。故此 NOLM 作为脉冲的整形方法非常有效，而作为脉冲压缩器则不太适宜。

第四章 梳状色散光纤

由上一章知道, 光纤-光栅对主要工作在 $1.3\mu\text{m}$ 附近即可见光和近红外区; 虽然孤子效应压缩器工作在 $1.3\mu\text{m}-1.6\mu\text{m}$ 范围内, 但是与光纤-光栅对相比, Q_c 远小于1, 并且随着 N 的增加单调减小, 这是孤子效应压缩器的固有缺点; 由于孤子效应压缩器的压缩产生于高阶孤子在初始脉冲经过一个孤子周期复原前的初始窄化, 压缩因子取决于脉冲的峰值功率, 它决定了孤子阶数 N , 若要实现基态孤子的压缩, 需要将基态孤子转化成高阶孤子, 这是极不方便的。因而色散渐变光纤的优越性就显示出来。

第一节 色散渐变光纤的计算机模拟分析

一. 介绍

光孤子的形成机制是光纤中的非线性效应和群速度色散的恰当平衡。近年来利用光纤非线性和群速度色散的相互作用来压缩光脉冲已经相当普遍, 但是这些研究均是在常规光纤中进行的。研究表明, 当波长不靠近光纤的最低损耗处时, 常规光纤的损耗对皮秒脉冲孤子效应压缩的影响不可忽略。对此, 现在已经提出两种方案, 一种是采用周期性的放大(拉曼放大和掺铒放大); 另一种是1987年Tajima提出的, 即使用孤子光纤来实现孤子在传输中的脉冲波形保持不变。孤子光纤概念的提出是基于下面的设想: 既然损耗降低了光纤的非线性效应, 如果光纤的群速度色散在传输方向上也逐渐减小以补偿光纤的非线性效应, 那么, 光孤子脉冲在传输过程中能够保持波形不变, 这种光纤被称为孤子光纤。为了避免光纤纵向非均匀引起的辐射损耗, 要求群速度色散沿传输方向的变化非常缓慢, 满足此条件的光纤称为色散渐变光纤, 孤子光纤是色散渐变光纤的一种特例。自Tajima提出孤子光纤的概念以来, 由于光纤工艺的改进, 1991年, 俄国学者Bogatyeve等人首次拉制出色散渐变光纤, 并用于激光器中产生了较理想的孤子脉冲, 这种光纤引起了人们的广泛注意, 使用色散渐变光纤不仅能够产生光孤子, 而且可以获得稳定的压缩光脉冲, 还能够有效地降低孤子拉曼自频移。由于此过程牵涉到的是非常规光纤, 并且不同的具体情况对光纤色散变化的要求也不相同, 因此, 目前在这方面的研究大部分集中在数值计算

上^{[30]-[33]}。色散渐变光纤不仅能够补偿光纤损耗对孤子脉冲的展宽效应，而且能压缩光孤子脉冲。

二. 色散渐减光纤的脉冲压缩原理及研究进展

色散渐变光纤通常指的是色散渐减光纤(DDF)，即色散沿光脉冲的传输方向递减。DDF 对高质量、稳定、偏振非敏感、绝热孤子压缩和孤子序列的产生尤其有用。光孤子是对由材料非线性折射率引起的二阶色散致脉冲展宽抵消的结果。对光孤子而言，色散的微小变化具有类似放大或损耗的微扰效应，由于这种变动扰乱了色散与非线性之间的平衡，可以以某种方式如色散减小引起孤子压缩。由于波导对 GVD 参数 β_2 的影响依靠于纤芯的直径，所以在拉制阶段，通过对芯径的控制使之逐渐变细，由此引起二阶色散 β_2 的变化。该思想早在 1988 年就已经提出，但是直到 1992 年才在实验室里得到大小为 16 的压缩因子。从物理意义上讲，其压缩机制可以从式(4.1.1)来理解，该式表明孤子阶数与 GVD 参数 β_2 的关系。

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.1.1)$$

假定光纤输入端为基态孤子 ($N=1$) 输入，那么若 $|\beta_2|$ 沿光纤长度方向减小，当脉冲宽度保持不变时， N 将增加；然而，当脉冲宽度以 $|\beta_2|^{1/2}$ 减小时，孤子阶数可以保持在起始值 ($N=1$)。实质上，该情形与光纤放大器中的一种情形类似：在光纤放大器中，可以增加脉冲峰值功率导致脉冲压缩以期望保持孤子阶数 $N=1$ 。光纤放大器和渐减色散光纤中的这种类似可以通过非线性薛定谔方程 (2.1.14) 从数学上建立。忽略光纤损耗时，渐减色散光纤中的传输方程可以修正为：

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} p(\xi) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (4.1.2)$$

其中 $p(\xi) = \beta_2(\xi) / \beta_2(0)$ 表示色散沿光纤长度的变化。经过如下变换：

$$\eta = \int_0^\xi p(y) dy, \quad v = p^{-1/2} u \quad (4.1.3)$$

$$\text{上式可以简化为: } i \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + |v|^2 v = i\Gamma v \quad (4.1.4)$$

$$\text{此处: } \Gamma(\eta) = -\frac{1}{2p} \frac{dp}{d\eta}$$

方程(4.2.4)表明渐减色散光纤的效应等价于对非线性薛定谔方程增加一个增益项, Γ 为此有效增益系数。该方程用来讨论渐减色散光纤中的脉冲压缩。在飞秒区域, 由于光纤的色散特性对频移有巨大的影响, 所以此时包含孤子的自频移是重要的。

利用色散渐减光纤进行脉冲压缩已经取得很大进展。在早期的实验中, 使用一段 10m 长的渐减色散光纤把 130fs 的脉冲压缩到 50fs; 1992 年, 使用工作在 1.55 μm 区域的锁模光纤激光器, 将其输出的 3.5ps 的脉冲通过一段长 1.6km, 色散从 10 到 0.5ps/(nm·km) 递减的光纤, 输入脉冲以压缩因子 16 压缩到 230fs; 在另一个实验中, 630fs 的脉冲通过一段长 100m, 色散从 10 到 1.45ps/(nm·km) 递减的光纤, 压缩到 115fs; 在色散沿光纤长度不变而在 1.55–1.65 μm 波长区域递减的光纤中, 也可实现脉冲压缩, 使用 65m 的这种光纤, 在 1.57 μm 处, 已经获得了 95fs 到 55fs 的压缩。

渐减色散光纤的脉冲压缩机制可以用来产生超短脉冲序列。基本思想是将弱正弦调制的连续光束注入到具有增益的一段光纤中, 由于渐减的色散等价于有效增益, 因而这些光纤具有光纤放大器的作用。由于正弦信号被放大, 每个调制周期中的单个脉冲也被压缩。由于 GVD、SPM 和有效增益的联合效应, 将准连续信号转换成高质量的超短脉冲序列, 而脉冲的重复周期由最初正弦调制的频率决定。

已经有实验采用渐减色散光纤产生了高重复率的超短脉冲序列。实验中的正弦调制通过对两个光信号进行拍频而得到。1992 年, 工作在 1.55 μm 附近, 波长稍有不同的两个 DFB 半导体激光器的输出, 经过光纤耦合器, 以 70–90GHz 范围内可变的拍频频率, 产生一个正弦调制的信号。该拍频信号通过光纤放大器放大到约 0.3w, 依次通过 1km 长的色散位移光纤和一段 1.6km 长且色散从 10 到 0.5ps/nm·km 递减的特殊光纤, 获得了重复频率 70GHz, 脉宽 1.3ps 的高质量脉冲序列; 到 1993 年, 利用这项技术, 通过对激光器电流进行直接的同步调制来减小光纤放大器的增益饱和, 把进入 DDF 的拍频信号的峰值功率提升到 0.8w, 产生了重复频率为 80–120GHz, 脉宽为 250fs 的孤子序列。

三. 色散渐减光纤的计算机模拟分析

在某一特定长度的 DDF 中, 根据指定的轮廓, 色散从初始值单调平滑地减小到 DDF 末端的较小数值。假定 DDF 中色散的变化足够平缓, 那么孤子压缩可以是绝热过程 (输入的基态孤子脉冲在传输时被理想压缩, 同时保持孤子特性和能量)。在几个实验中坚持使用双曲色散曲线, 因为此时, 孤子的绝热压缩过程被期望是线性的。然而, 实际模拟结果表明, 双曲色散曲线的 DDF 的压缩过程不是一直绝热, 故此双曲色散并非是实现孤子压缩的最优曲线。实际上, 由 DDF 实现的脉冲压缩不仅是所用特定色散曲线的函数, 而且是 DDF 长度的函数 (由于长度将修正曲线的形状)。下面以四种简单的渐减色散曲线即线型、双曲线型、高斯型、指数型为例, 对 DDF 的基态孤子压缩进行比较。

1. DDF 对皮秒孤子的压缩

首先考虑波长远离二阶色散零点的皮秒孤子脉冲。在归一化二阶色散系数 $\beta_2(z)$ 可变的单模光纤中, 孤子传输可以用下面的方程描述:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2(z) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -i \cdot \Gamma u \quad (4.1.5)$$

其中 Γ 是光纤的归一化线性损耗, 其他变量与前面的定义相同。

假定光纤损耗足够小, 孤子脉冲宽度和振幅分别以 $\exp(2\Gamma z)$ 和 $\exp(-2\Gamma z)$ 指数性地增加和降低, 即孤子脉冲面积 (脉冲振幅和脉宽的乘积) 在传输中守恒。

假定长度为 L 的 DDF 具有初始色散 β_0 和终端色散 β_L , 色散比率 β_0/β_L 定义为 β , 并且色散变化充分平缓 (以确保压缩过程绝热)。当初始输入为 $u(0, \tau) = A \cdot \text{Sech}(A \cdot \tau)$ 的基态孤子时, 在 DDF 的末端, 得到压缩脉冲形式如下:

$$u(L, \tau) = \sqrt{\beta} A \exp(-2\Gamma L) \text{sech}[A \beta \exp(-2\Gamma L) \tau] \\ \times \exp\left\{i \frac{A^2}{8\Gamma} [1 - \exp(-4\Gamma L)]\right\} \quad (4.1.6)$$

即 DDF 输出不再是基态孤子, 并且有如下改变: $T_0 \rightarrow T_0 / \sqrt{\beta}, A \rightarrow \sqrt{\beta} A$

在理想的无损耗 (即 $\Gamma=0$) 光纤中, (4.1.6) 简化为

$$u(L, \tau) = \sqrt{\beta} A \cdot \text{Sech}[\beta A \tau] \exp(i \cdot A^2 \cdot L / 2) \quad (4.1.7)$$

经过绝热压缩, 输入脉冲的所有能量得到保持, 最终压缩因子 C_r 等于色散比

率 β ，也可由 (4.1.7) 和能量守恒得：

$$C_f = \frac{\tau_0}{\tau_L} = \frac{|u(L,0)|^2}{|u(0,0)|^2} = \beta \quad (4.1.8)$$

此处能量定义为脉冲强度与脉宽之积。(4.1.8)表明经绝热压缩，脉冲振幅放大了 $\beta^{1/2}$ 倍。

然而实际光纤损耗不为零，光纤损耗将导致脉冲的展宽和能量的不守恒。最终压缩因子不再等于 DDF 输出与输入脉冲的强度之比，而将变为：

$$C_f = \frac{\tau_0}{\tau_L} = \beta \exp(-2\Gamma L) \quad (4.1.9)$$

由于渐减色散可看作有效增益，因此若在 DDF 末端修正色散比率 β 进行补偿，即假定 $\beta = C_f \cdot \exp(2\Gamma L)$ ，则可获得与 (4.1.9) 相同的压缩因子 C_f 。但如此修正不能阻碍脉冲振幅的衰减，脉冲面积未得到保持，光子能量的损失也不可恢复。

为了对四种简单的渐减色散曲线即线型、双曲线型、高斯型、指数型作对比，用 L 和 β 对曲线定义如下（色散系数 β 经过长度为 L 的 DDF，从 1 单调减小到 $1/\beta$ ）：

$$\text{线型: } \beta_2(z) = \left(\frac{1-\beta}{\beta L}\right)z + 1 \quad (4.1.10)$$

$$\text{双曲: } \beta_2(z) = \frac{L}{(\beta-1)z + L} \quad (4.1.11)$$

$$\text{指数: } \beta_2(z) = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{L} z\right) \quad (4.1.12)$$

$$\text{高斯: } \beta_2(z) = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{L^2} z^2\right) \quad (4.1.13)$$

用示意图将四种色散曲线的轮廓表示如下：

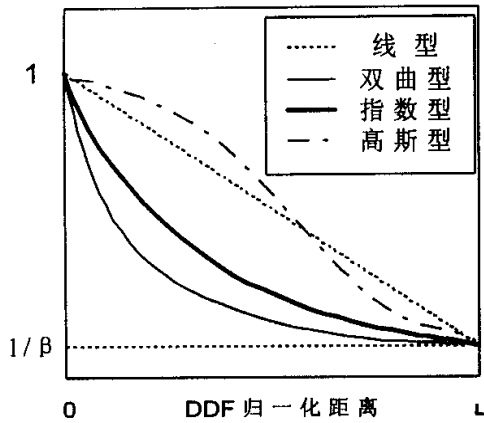


图 4.1 四种色散曲线轮廓

对于 $u(0, \tau) = \text{Sech}(\tau)$, FWHM 为 $\tau_0 = 5\text{ps}$ 的基态孤子输入, 假定初始色散 $\beta_0'' = -20\text{ps}^2/\text{km}$, 线性光纤损耗为 $\alpha = 0.2\text{dB}/\text{km}$, 理想压缩因子为 $C_f = 10$, 通过数值模拟, 得到最终压缩因子(定义为 τ_0/τ_L)作为 DDF 长度的函数曲线:

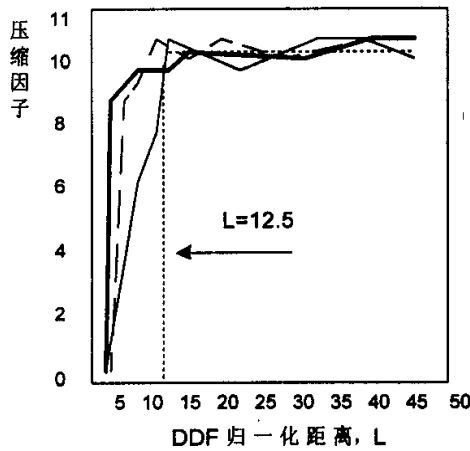


图 4.2 压缩因子与 DDF 长度 L 的函数曲线

可以看到, 在 $L \approx 12.5$ 后压缩因子达到理想值 10; 高斯型和指数型色散对应的压缩因子保持近似为 10 的常量; 当 $L > 12.5$, 线型色散曲线对应的压缩因子也相对保持不变, 只是略低于 10; 双曲型色散对应的压缩因子表现出明显的波动; 共同之处是, 在 $L < 10$ 时, 压缩因子远低于 10。

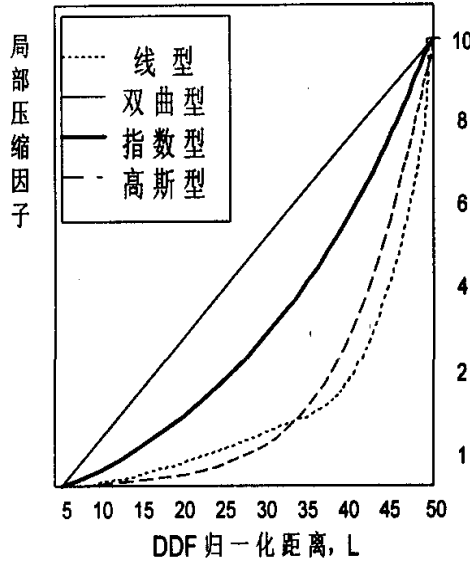
可以从理论上分析采用这些色散曲线, 对基态孤子输入进行绝热压缩的理想演化过程, 为了方便可以定义理想的局部绝热压缩因子:

$$C_{\text{Local}}(z) = \frac{\tau_0}{\tau(z)} = \frac{\beta_2(0)}{\beta_2(z)} \quad (4.1.14)$$

将公式 (4.1.10) - (4.1.13) 代入 (4.1.14)，得到理论上局部压缩因子与传输距离的函数曲线，(如图 4.3 所示) ($C_f=10, L=50$)。

从图 4.3 可以清楚地看出，双曲线型色散曲线对应的理想绝热孤子压缩是线性的，正是出于这一理由双曲色散曲线经常在实验中利用。然而从图 4.2 已经看到，双曲色散对应的压缩显示出明显振荡。那么，振荡的性质如何呢？对于微弱的绝热压缩而言，在每个孤子色散长度内，色散变化必须很小，即满足下述关系：

$$L_D \left| \frac{1}{\beta^*(0)} \frac{d\beta^*(z)}{dz} \right| \ll 1 \quad (4.1.15)$$



4.3 局部压缩因子曲线 ($L=50, C_f=10$)

图 4.1 表明，双曲色散曲线的初始色散斜率 $d\beta_2/dz$ 较大，所以在脉冲压缩的初始阶段，绝热条件 (4.1.15) 不易满足，基态孤子输入被有效迅速地放大，过度的放大使孤子脉冲在压缩后形成脉座。图 4.4 是基态孤子输入与压缩脉冲之间的对比 (双曲 DDF 长度 $L=50, C_f=10$, 传输距离 $z=47.5$)。由于传输过程中脉冲与脉座之间的持续能量交换，使得压缩过程不再绝热 (即能量不完全集中于脉冲内)。

从图 4.1 也可以看出, 当 DDF 的 L 减小时, 色散曲线的斜率 $d\beta_2/dz$ 增加, 这对所讨论的各种色散轮廓均成立。这意味着 DDF 较短时, 基于 (4.1.15) 的绝热压缩不能满足, 最终压缩因子将低于理想值。

假如沿光纤引入增益机制, 只要 DDF 的长度足以使绝热条件 (4.1.15) 满足, 线型、高斯型、指数型 DDF 中的脉冲压缩就可以是理想的和绝热的。在双曲色散时, 除非 DDF 足够长 (以 100km 为数量级), 否则振荡会始终存在。

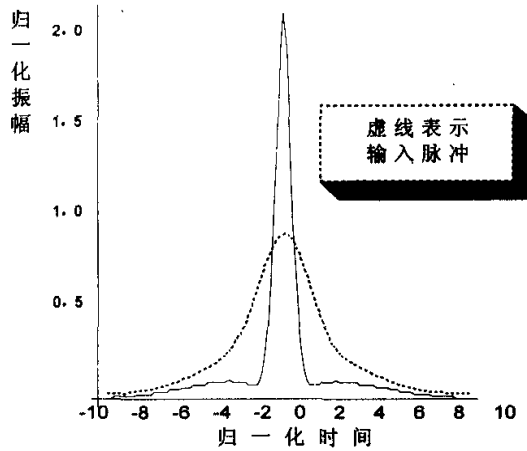


图 4.4 基态孤子输入与压缩脉冲的对比 ($L=50, C_f=10$)

2. DDF 对亚皮秒孤子的压缩

亚皮秒孤子在零色散波长附近传输时, 高阶非线性和色散效应尤其是拉曼自散射和三阶色散变得明显而不能忽略。此时, DDF 中的孤子传输可用扰动的归一化 NLSE 表示。

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2(z) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -i \cdot \Gamma u + R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} + i \cdot \beta_3 \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} \quad (4.1.16)$$

右边第二、三项分别是拉曼自散射和三阶色散, 相应的高阶系数为:

$$R = \frac{1.763 T_R}{\tau_0}, \quad \beta_3 = \frac{1.763 \beta^{(3)}}{6 |\beta_0| \tau_0} \quad (4.1.17)$$

此处 T_R 是拉曼响应时间常数 (普通石英光纤的典型值为 3—6fs), $\beta^{(3)}$ 为三阶色散。当远离零色散波长时, 拉曼自散射比高阶效应作用明显, 而在零色散波长附近, 三阶色散成为主要因素。

假定 β_0 、 α 和 C_f 与前相同, 在基态孤子输入 $[u(0, \tau) = \text{Sech}(\tau)]$, 初始

FWHM $\tau_0 = 0.5\text{ps}$] 时, 取典型值 $T_R = 6\text{fs}$, $\beta^{(3)} = 0.1\text{ps}^3/\text{km}$, 由此 $\beta_3 = 0.0029$, $R = 0.02$, 并且选定 $L \in [2, 60]$ 。此时色散长度 L_D 仅约 4m , 故 DDF 长度远低于 3dB 损耗长度 (约 15km), 由于固有光纤损耗造成的亚皮秒脉冲的能量衰减可以忽略, 因此只要所保留的能量集中于压缩脉冲、不出现脉座, 压缩因子也可由 (4.1.8) 精确定义。

经过对压缩因子与 DDF 长度关系的模拟看出, 只有几倍于 L_D 的 DDF 的压缩因子通常较低, 但趋于最大值的上升速度快, 这与图 4.2 所看到的皮秒脉冲的情形类似, 但最大值远低于理想的压缩因子。另外, 随着 DDF 长度的增加, 压缩因子超过最大值后稳步降低。

拉曼自散射效应包含了孤子脉冲中能量从高频成分到低频成分的转移, 引起孤子中心频率下移 (或者说中心波长上移)。由 DDF 中可变的二阶色散估算孤子平均频移率:

$$\frac{d\Delta f(Z)}{dZ} = -\frac{4T_R}{15\pi} \left(\frac{1.763}{\tau} \right)^4 |\beta''(Z)| \quad (4.1.18)$$

由于三阶色散 ($\beta^{(3)} = d\beta''/d\omega$) 的存在, 二阶色散 β'' 成为波长的函数。普通光纤在 $\lambda > 1.3\mu\text{m}$ 时, 由 SRS 和 $\beta^{(3)}$ 引入的孤子自频移导致 $|\beta''(Z)|$ 的增加。DDF 上的任一点处:

$$\beta''_{\text{Total}}(Z) = \beta''_{\text{DDF}}(Z) + 2\pi\Delta f(Z)\beta^{(3)} \quad (4.1.19)$$

或者

$$\frac{d\beta''_{\text{Total}}(Z)}{dZ} = \frac{d\beta''_{\text{DDF}}(Z)}{dZ} + 2\pi\frac{d\Delta f(Z)}{dZ}\beta^{(3)} \quad (4.1.20)$$

此处 $\beta''_{\text{DDF}}(z)$ 为 DDF 中 β'' , $\Delta f(z)$ 为孤子自频移。由 (4.1.19) 得此时 $\beta''_{\text{Total}}(Z)$ 增加, 从而由 (4.1.14) 得局部压缩因子降低。

孤子脉冲的压缩过程依赖于 DDF 中 $|d\beta''/dz|$ 减小率和 β'' 与孤子自频移联合效应引起 β'' 的增加率的关系。二者相等时压缩过程达到稳定, 此时双曲型和指数型色散对应的传输距离较短, 由此可解释线型和高斯型色散与较高的压缩因子的关系, 即稳定行为具有增加压缩稳定性和限制压缩因子的二重性。选择 $\beta^{(3)} = 0$ 的色散平坦光纤或在压缩终端满足:

$$|d\beta_{DDF}^{(3)}(z)/dz| > 2\pi \cdot \beta^{(3)}(df\Delta(z)/dz)$$

的色散曲线可以避免出现稳定。

由(4.1.18)看出孤子自频移随距离线性增加，于是对于较长的 DDF，由于孤子自频移和三阶色散的联合效应，往往会出现色散增加过分补偿色散减小的点。超过此点，局部压缩因子单调减小。同样的原因损害了 GVD 和克尔效应之间的平衡，使较长 DDF 引起孤子恶化甚至失真。

由(4.1.18)看出，孤子自频移对脉宽十分敏感（四次关系）。孤子的向下频移引起群速率的下降，压缩脉冲相对于输入发生延迟而引起时域偏移。实际上，四种色散情形对应的时域偏移是有差异的，线型和高斯型色散引入的时域偏移彼此接近且较小。

归结以上两种情形得出：在皮秒孤子脉冲压缩中，只要固有光纤损耗可以用增益机制补偿，线型、高斯型、指数型色散都可以有效地提供理想的绝热压缩，此时输入脉冲能量守恒且集中于脉冲内部，可以获得高质量的脉冲压缩，DDF 输出端的压缩因子等于初始二阶色散与末端二阶色散之比；双曲型色散对应的脉冲压缩相对不绝热且出现脉座，局部压缩因子趋于振荡。亚皮秒孤子脉冲压缩的总趋势与皮秒脉冲类似，唯一不同的是：由于高阶效应的影响导致最终压缩因子较低，压缩因子到达最大值后，又会稳步下降。这种现象采用脉冲压缩稳定性解释，压缩稳定性起源于 DDF 中色散减小和由于孤子自频移与三阶色散的联合效应引起的色散增加率之间的竞争。

采用色散缓变程度适当的色散渐变光纤不仅能获得比常规光纤更高的峰值功率和更大的压缩比，而且能有效地消除压缩后脉冲的次峰和脉座；对于确定的初始条件的脉冲压缩，发现光纤沿脉冲传输方向的缓变程度存在一个最佳值；而且色散的这一最佳变化与输入脉冲的峰值功率和脉冲宽度有关。

第二节 梳状色散光纤的设计原理

由以上知道，色散渐变光纤可以用来实现孤子传输。通过色散渐变光纤，脉冲可以保持其波形不变，放大间距也可以增加，故此色散渐变光纤的研究价值毋庸置疑，但是该类光纤的拉制很困难。因而，为了实现脉冲压缩、超短脉冲序列的产生、长的放大周期和孤子的稳定传输，寻求替代方法将变得很必要。

而阶梯色散光纤和梳状色散光纤就是有效的选择^{[33]-[36]}。梳状色散光纤的设计思想受启发于阶梯色散光纤，因而首先讨论一下阶梯色散光纤的设计方法。

单模光纤中超短脉冲的传输必须满足如下方程：

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i \cdot \gamma |A|^2 A \quad (4.2.1)$$

各个变量的含义与前相同， $D = -\frac{2 \cdot \pi c}{\lambda^2} \beta_2$ ，在反常色散区，作如下变换：

$$\xi = \frac{z}{\alpha L_D} [1 - \exp(-\alpha z)], \quad \tau = \frac{1}{T_0} \left[t - \int_0^z \beta_1(z) dz \right], \quad u = \exp\left(\frac{\alpha z}{2}\right) \sqrt{\gamma L_D} A \quad (4.2.2)$$

则(4.2.1)变为：

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{|\beta_2| L_D}{T_0^2} \exp(\alpha z) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (4.2.3)$$

其中 $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ ， ξ 为归一化距离。假如 β_2 满足： $\beta_2 = \beta_2(0) \exp(-\alpha z)$ ，则(4.2.3)

转化为孤子的基本传输方程(2.1.14)，则孤子可以保持其包络不变。

为分析的方便，取 $\alpha = 0.3 \text{ dB/km}$ 、 $D(0) = 17 \text{ ps/nm/km}$ ，则光纤色散参数满足： $D(z) = 17 \exp(-0.3z)$ ，函数关系如下图中实线所示。

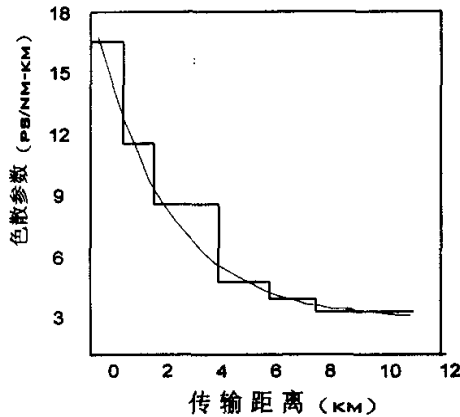


图 4.5 指数型色散的阶梯逼近示意图

若采用阶梯色散光纤代替渐变色散光纤，阶梯色散光纤由具有不同色散的多段光纤组成，每阶色散纵向是均匀的，阶与阶之间纵向是非均匀的。满足上述色散关系的色散渐变光纤的阶梯色散光纤替代法以下图表示，其中虚线部分

为阶梯光纤色散关系。

使用阶梯色散光纤时，光纤的阶数即光纤的段数越多，每一段的长度越短（尤其是起始的几段），阶梯色散光纤越接近色散渐变光纤，当阶数达到一定程度时，可以得到与色散渐变光纤的很好近似；当阶数趋于无穷时，梯度色散光纤与色散渐变光纤完全吻合。

尽管阶梯色散光纤通过使用优化的长度不同的色散光纤给系统提供了设计灵活性，但是，阶梯色散光纤的制作要求多段具有不同色散值的光纤，阶数越多，要求的光纤色散值越多，这在实验中极不方便。

而使用梳状色散光纤则不存在这种情形，因而在实验中自行设计梳状色散光纤来代替色散渐变光纤。1993年，S. V. Chernikov 等人首次提出梳状色散光纤的概念，并且用于孤子脉冲的产生^[36]，梳状色散光纤用于脉冲压缩也有报道^[37]。在 CDTF 的每段光纤中，色散和非线性被分别考虑。实验中，通过在工作波长处，将具有较高反常色散的较短光纤和具有较低色散的较长光纤交替连接。在低色散部分，非线性效应占主导地位；而在较短的高色散部分，非线性效应可以忽略。S. V. Chernikov 等人在实验中，通过交替焊接色散高低不同的光纤即 STF（标准通信光纤）和 DSF 制成梳状色散光纤(CDTF)（STF- DSF - DSF-STF...）；高功率的拍频信号由集成了光纤放大器的双频光纤激光器产生。梳状色散光纤的作用原理是在空间分离光纤的非线性和色散效应：当脉冲在 DSF 中传输时，自相位调制处于主导地位，并对拍频信号诱发频率啁啾；脉冲通过 STF 传输时，反常群速度色散提供脉冲压缩和啁啾补偿。该交替过程与高阶孤子中类似。模拟结果表明 CDTF 适合将拍频信号整形成为高质量的变换极限类孤子脉冲。

MIT 的 Swanson 等人使用梳状色散光纤，对马赫-曾德尔调制器的输出进行压缩，生成 40GHz 的脉冲序列^[38]。此实验中，首先采用 4.65km 的梳状色散光纤压缩脉冲。该压缩器的色散曲线对指数衰减色散进行离散逼近，下图是色散作为长度的函数。

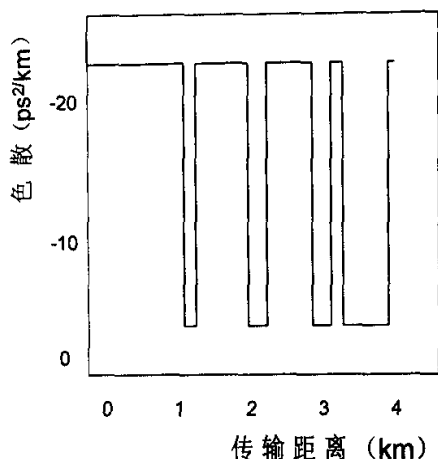


图 4.6 压缩 40GHz 脉冲序列设计的梳状色散光纤

使用梳状色散光纤理由，除了实现方式的灵活性以外，还能够利用 CDTF 容易地抑制 SBS（受激布里渊散射），能够使窄线宽双频激光器具有很低的相位噪声。在通过光拍频技术获得 CW 脉冲序列时通常需要对 SBS 的抑制。在梳状色散光纤的出现以前，该抑制过程是通过展宽激光器的线宽实现。而由于布里渊散射生成的频移依靠于光纤的锗含量，当 CDTF 的具有不同锗含量（8%--14%）的 DSF 段级联时，0.5%的锗含量差别足以防止 SBS 增益频谱的交迭，即可以获得不同的 SBS 频移，故此窄线宽双频激光器的相位噪声可以很低。

同阶梯色散光纤类似，在梳状色散光纤中，随着光纤的阶数增多，相邻的高低色散光纤段的平均色散过渡越平滑，当段数达到一定程度时，可以得到与色散渐变光纤的很好近似；当段数趋于无穷时，梳状色散光纤与色散渐变光纤的色散减小情形完全一致。而色散渐变光纤实际上可以看作多段常规光纤的相加。因此，只要能保证光纤的焊接损耗足够小而不致于引入过度的信号衰减，梳状色散光纤不仅能够代替色散渐变光纤而且具有自身的优点。

具体地，在梳状色散光纤的设计时，我们可以大致按照以下几个步骤进行：

1. 对给定的光脉冲在假定使用 DDF 进行脉冲压缩时，运用计算机进行数值模拟分析。根据模拟结果，选择实现脉冲压缩的 DDF 满足的最优色散曲线（双曲型、高斯型、线型、指数型），并且确定使用的 DDF 的长度 L 。

2. 大致估算在使用 CDTF 时，所需要的 SMF 和 DSF 的段数，这主要是从光纤的设计参数和焊接工艺出发，应该保证在焊接时，不应该引入过大的接插损耗，

即不能够由于焊接问题而影响最终光纤的压缩效果。一般而言，在同等条件下，应当尽可能选择多的段数，以便保证 CDTF 对 DDF 的平滑逼近。

3. 在确定光纤的段数以后，按照选定 DDF 满足的色散曲线，可以计算每一段光纤的平均色散，简单记为 $C_1, C_2, C_3 \dots C_n$ 。

假定要求的压缩比为 β ，色散初始值为 $\beta_2^*(0)$ ，色散曲线函数为 $f(x)$ ，每一段的作用区间为 $[x_1, x_2]$ ，则色散平均值的计算公式为：

$$C_i = \left[\frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} f(x) \cdot dx \right] \cdot \beta \cdot \beta_2^*(0)$$

4. 假定 CDTF 的各段长度相同为 1（此处将 DSF 和 SMF 各一段记为 CDTF 的一段），计算每一段中 DSF 和 SMF 的比例关系，即确定各段中 DSF 和 SMF 的具体长度，假定 SMF 色散值为 A，各段分别为 $a_1, a_2, a_3 \dots a_n$ ，DSF 色散值为 B，各段为 $b_1, b_2, b_3 \dots b_n$ ，则该 CDTF 各段色散平均值为：

$$\frac{A \cdot a_1 + B \cdot b_1}{a_1 + b_1}, \frac{A \cdot a_2 + B \cdot b_2}{a_2 + b_2}, \frac{A \cdot a_3 + B \cdot b_3}{a_3 + b_3} \dots \frac{A \cdot a_n + B \cdot b_n}{a_n + b_n},$$

而这一组色散值应该与 3 中的计算结果相同。建立如下的一组方程组：

$$\frac{a_i A + b_i B}{a_i + b_i} = C_i \quad \text{且} \quad a_i + b_i = 1$$

求解各个方程组，即得出各段 DSF 和 SMF 的长度。

5. 只需将各段 SMF 和 DSF 交替按照顺序 $a_1, b_1, a_2, b_2, \dots, a_n, b_n$ 焊接即得到满足要求的 CDTF。

第五章 实验装置及结果分析

第一节 实验装置

本次实验方案的思路由美国麻省理工学院林肯实验室的 Swanson 引发。它以直流驱动的 DFB 激光器作光源，利用高速光调制器(Mach-Zehndere)得到两倍于微波驱动源的光脉冲，一方面免除了啁啾问题，另一方面使光孤子源的调制频率超越了微波信号源频率的限制，频率稳定，抖动小，利用该方案得到了 40GHz、2.91ps 的脉冲序列。本次实验采用的装置如下：

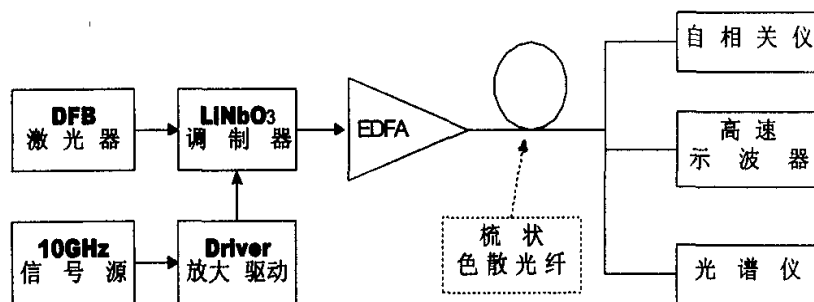


图 5.1 新型光孤子源结构框图

实验中采用 DFB-LD 激光器作光源，直流驱动。采用带宽为 10GHz 的 LiNbO_3 光调制器，偏置在零点，由放大后的 10GHz 信号源驱动，产生 20GHz 的光脉冲序列，脉宽约 25ps。调制器的输出脉冲经过高增益掺铒光纤放大器（EDFA）放大后，进入特制的梳状色散光纤，达到脉冲压缩的目的。

实验中光源为增益开关半导体激光器，阈值为 16mA，静态谱线宽为 0.12nm，增益开关状态下为 0.34nm。

实验采用的 LiNbO_3 光调制器具有插损小，驱动电压低等特点，由 10GHz 信号源输出的正弦波，送到驱动器去驱动光调制器。其倍增原理如图 5.2 所示。该驱动器要求输出功率大，而且具有可精确调整的直流电压输出。

实验采用的示波器为 HP83480/83485A，带宽 20GHz，上升时间为 17ps，具有高速光输入口，具备存储功能，可以用来测量波形，又可兼作通信分析仪。梳状色散光纤的输出脉冲采用示波器测量波形，并利用其数字通信分析仪功能测量其时间抖动，用光谱测试仪测量谱宽，用自相关测试仪测量脉宽。

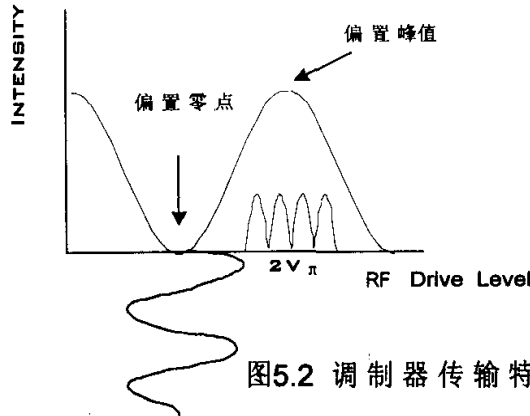


图5.2 调制器传输特性

第二节 梳状色散光纤的设计

通过对色散渐变光纤压缩光脉冲的理论分析，理论上证明该方法可行。运用数值方法，采用 **Mathematica_3.0** 软件，模拟孤子在分别具有双曲型和指数型色散曲线的色散渐变光纤中的压缩过程。假定初始脉冲宽度为 T_0 。实验所用光纤的参数为： $\beta_2'(0) = -17\text{ps}^2/\text{km}$ $\alpha = 0.2\text{dB}/\text{km}$ ，且 $\alpha = \alpha \frac{T_0^2}{|\beta_2'(0)|}$ 任意长度处光纤色

散值为 $\beta_2'(z)$ ，采用 LeapFrog 差分格式即：

$$i \frac{u_n^{m+1} - u_n^{m-1}}{2dz} + \frac{\beta_2'(n \cdot dz)}{\beta_2'(0)} \frac{u_{n+1}^m - 2u_n^m + u_{n-1}^m}{2dt^2} + \text{Exp}[-n \cdot dz \cdot \alpha] |u_n^m|^2 \cdot u_n^m = 0$$

初始输入如下所示：

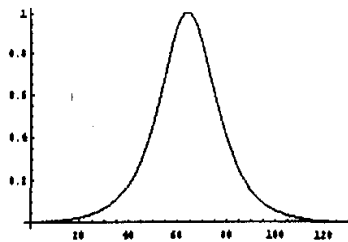


图 5.3 初始输入：Sech(τ)

经过模拟得出如下结果：

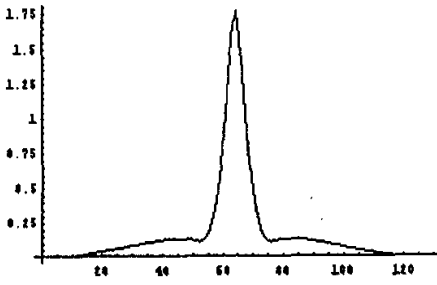


图 5.4 双曲型色散压缩结果

脉冲压缩质量约为: 0.405

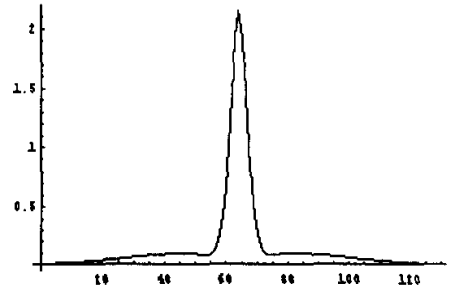


图 5.5 指数型色散压缩结果

脉冲压缩质量约为: 0.451

根据模拟结果设计梳状色散光纤:

两种色散曲线对应的压缩过程基本类似,只是在双曲色散型压缩时确实观察到了压缩因子的振荡。经过比较和权衡可以确定,在基态孤子压缩时,可以取定 12km 的光纤长度,并且选定双曲色散曲线进行梳状色散逼近。按照上一章的步骤,首先选取 DSF 和 SMF 各 5 段,然后再选取两种光纤各 6 段进行计算比较。我们发现两次计算的差异并非很明显,并且由色散曲线的函数可知,在 DDF 的最初长度上,色散变化的斜率较大,因而选择 6 段虽然色散渐减会更平缓,但考虑到段数增多带来的焊接损耗,我们认为选择 6 段并不会比 5 段改善许多,因而选择 5 段组成梳状色散光纤,各段长度如下图所示:

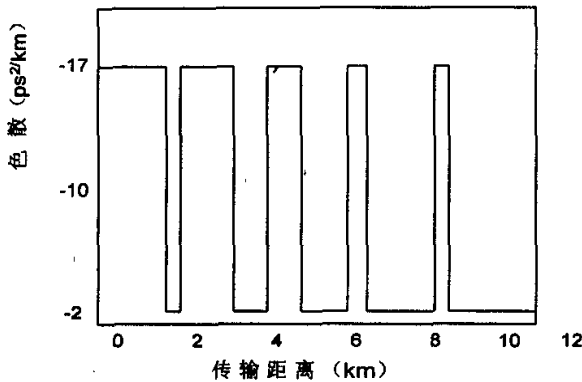


图 5.6 设计的梳状色散光纤比例示意图

在梳状色散光纤的各段长度确定后,将多段长度渐减的色散光纤和色散位移光纤交替焊接起来(SMF-DSF-STF-SMF...).

第三节 实验结果及分析

本次的实验安排与起初设想略有不同，没有采用 10GHz 的信号源，而是以 2.5GHz 的信号源代替，没有采用 LiNO_3 调制器，而是直接对激光器的输出进行压缩。入纤脉冲宽度不是 25ps，而是 48.4ps，即梳状色散光纤的输入脉冲宽度为 48.4ps，如下所示：

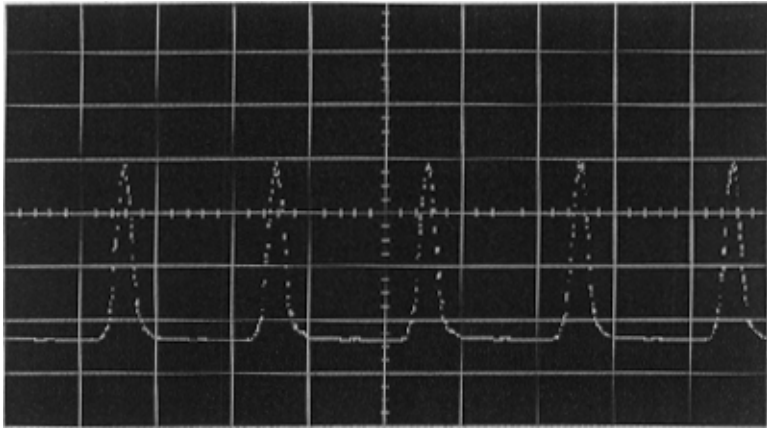


图 5.7 输入光脉冲波形 (48.4ps)

出纤光脉冲用光示波器测量波形，并且测得脉宽为 42ps，输出波形如下：

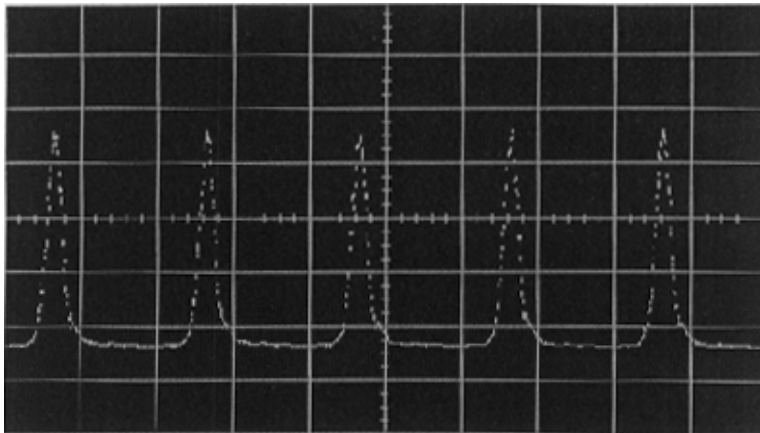


图 5.8 输出光脉冲波形 (42ps)

对实验结果的分析如下：

由仪器读出的输入脉冲和输出脉冲宽度分别为 48.4ps 和 42ps，除去示波器的上升时间(约 17ps)，可以计算出二者的实际宽度分别为 45.3ps 和 38.4ps，由此得出压缩比为 1.18，在一定程度上验证了 CDTF 代替 DDF 的可

行性，但是实验结果与理论值有一定的差异。如果分析其原因，大致可以从以下几点考虑：

1. 实验所用的光源为增益开关半导体激光器，此光源会产生一定的初始啁啾，而实验中没有对初始啁啾进行补偿，此啁啾对实验的影响不可预料。
2. 梳状色散光纤的制作不理想。为了实现光纤色散的平滑渐减，光纤段数需要增多，因而焊接引入损耗增加，设计时对二者的矛盾估计不足。光纤段数过少，不能保证色散的相对平缓渐减，或者焊接引入的损耗是否过大都直接引起实验的误差。
3. 实验中所用信号源的变化有可能引起一些预料外的问题。
4. 数值模拟设计过程中，对光纤参数的估计可能有偏差。对光纤活动连接器的接插损耗和光纤损耗对信号的衰减估计不足。

第四节 结 论

通过对多种脉冲压缩理论和方法的分析比较，以及自己对色散渐变光纤脉冲压缩原理的反复数值模拟，本文提出了梳状色散光纤优化设计的一种思路。根据模拟结果，自行设计了梳状色散光纤，并且用于光脉冲的压缩实验，得到了一定的压缩比。截止目前为止，实验结果与理论值尚存在一些差异，但至少肯定了梳状色散光纤压缩脉冲的真实性，或许这正是成功实验的前奏，应该说这是一次非常有益的探索。假如接下来认真总结一下实验的得与失，再进一步对梳状色散光纤设计进行更为完善的优化，我想成功的实验结果定会出现。本次课题设计作为一个国家自然科学基金的前期工作，应该说收到了预定的效果。

致 谢

本论文是在我的导师王林斗教授的指导、关怀下完成的。首先要衷心感谢王老师对我的教诲和莫大帮助。自从我入校，王老师一直在学习和生活上无私地奉献爱心。王老师的与人为善和严谨的治学态度时刻激励着我努力学习。在两年半的学习生活中，王老师的支持、教导和帮助，使我顺利完成学业。在本次论文完成之际，无言表达内心的感激和敬意。

在本次论文的理论分析和实验过程中，光纤通信实验室的杨恩泽教授给予我极大的理论执导，更为杨先生的平易近人所深深感动。自我的课题之初，直至论文的完成，马晓红老师和于晋龙老师为我提供了极大的帮助。他们花费了大量的时间和精力，为我提供了非常良好的实验环境，对实验进行了耐心的指导。同时本班的杨明硕士、章向荣硕士在资料查询方面给予我极大的方便，在此一并表示感谢。

与此同时，也应该感谢给予我无私帮助的杨颖女士，感谢她对我的精神支持和生活上的照顾。感谢给予我莫大帮助的杜永生先生。

对所有在我攻读硕士学位期间关心和支持我的朋友们表示真挚的谢意！

参 考 文 献

- [1]杜柏林,“国内外光纤光缆技术发展与市场”,全国第九次光纤通信会议暨第十届集成光学学术会议论文集, p1, 1999. 8。
- [2]张煦,“光纤与无线—通信传输的两大支柱”, Vol. 22, No. 1, 光通信技术, 1998。
- [3]张煦,“1998 年终看光纤通信技术新动向”, Vol. 23, No. 1, 光通信技术, 1999。
- [4]杰罗德·巴特斯,“光技术对于 21 世纪来说,就象电对 20 世纪那样重要”, 朗讯宽带网络, 第 3 期, 1999。
- [5]张煦,“大容量、长距离光纤系统继续前进”, Vol. 23, No. 3, 光通信技术, 1999。
- [6]毛谦,“光传输网的基本技术和要求”,全国第九次光纤通信会议暨第十届集成光学学术会议论文集, p23, 1999. 8。
- [7]赵梓森,“世界光纤通信发展新动向”,全国第九次光纤通信会议暨第十届集成光学学术会议论文集, p46, 1999. 8。
- [8]G. P. Agrawal, 《Nonlinear Fiber Optics》2nd edition, Optics and Photonics, A P.
- [9]胡国锋, 黄超等,《非线性光纤光学》, 天津大学出版社。
- [10]天津大学博士学位论文,“光孤子通信中的光纤放大器及光孤子传输技术研究”, 于晋龙。
- [11]天津大学硕士学位论文,“光孤子通信技术研究”, 马晓红。
- [12]刘翔, 韦焯,“光纤通信中的色散问题”, 光通信技术, Vol. 23, No. 3, 1999。
- [13]A. Hasegawa, F. Tappert, “Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers'.I. Anomalous dispersion”, Appl. Phys. Lett., Vol. 23, 1973. P142。
- [14]W. Forysiak, F. M. Knox, And N. J. Doran, “Stepwise Dispersion Profiling of Periodically Amplified Soliton Systems.”, Journal

- of Lightwave Technology , Vol. 12, No. 8, August 1994.
- [15]冯配珍,“超高速光孤子通信的技术动向”,光纤通信技术,1998。
- [16]姜礼尚等,《偏微分方程选讲》,高等教育出版社。
- [17]黄友谦主编,《数值实验》,高等教育出版社。
- [18]K. Tajima, “Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss” . Opt. Letters., 1987,12(1)p54.
- [19]V. A. Bogatyrev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov et al. , “A Single mode fiber with chromatic dispersion varying along the length” . J. Lightwave Technol. , 1991, 9(5) :561—566
- [20]Wen Shuangchun, Xu Wencheng, et al. “ Adiabatic Soliton Compression in an Exponentially Dispersion-Decreasing Fiber Amplify ” , Chinese Journal of Lasers, Vol. B7, No. 1, 1998.
- [21]Eric A. Swanson, S. R. Chinn, et al. “100-GHz Soliton Pulse Train Generation Using Soliton Compression of Two Phase Side Bands from Single DFB Laser ” , IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, No. 10, 1994.
- [22]徐文成, 郭旗, 廖常俊, 刘颂豪。“光学孤子在色散缓变光纤中的传输特性研究”, 光学学报, Vol. 14, No. 3, 1994。
- [23]陈陆军, 梁昌洪,《孤子理论及其应用—光孤子理论及光孤子通信》, 西安电子科技大学, 1998。
- [24]黄超, 李世枕,“超高速分布放大光孤子传输系统分析”, 光学学报, Vol. 16, No. 2, 1996。
- [25]Eric A. Swanson, S. R. Chinn, et al. “100-GHz Soliton Pulse Train Generation Using Soliton Compression of Two Phase Side Bands from Single DFB Laser ” , IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, No. 10, 1994.
- [26]余建军, 杨伯君, 于丽,“光孤子传输和误码率测量的实验系统” , 中国激光, Vol. A26, No. 9, 1999。
- [27]曹文华, 刘颂豪,“孤子效应脉冲压缩中的三阶色散抑制”, 中国

激光, Vol. A26, No. 1, 1999.

- [28]徐文成, 郭旗, 廖常俊, 刘颂豪, “孤子光纤中拉曼自频移效应的研究”, 光学学报, Vol. 15, No. 2, 1995.
- [29]李玉华, 伍俭, 娄采云, 黄以智, “利用非线性光纤环镜得到无基座的高阶压缩脉冲”, 全国第九次光纤通信会议暨第十届集成光学学术会议论文集, p220—221, 1999. 8.
- [30]S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson et al. , “ Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber”. Opt. Lett., 1993, 18(7) :476—478.
- [31]Amir Mostofi, Hamid Hatami-Hanza, et al, “Optimum Dispersion Profile for Compression of Fundamental Solitons in Dispersion Decreasing Fibers”, IEEE Journal of Quantum Electronics Technology, Vol. 33, No. 4, 1997.
- [32]徐文成, 郭旗, 廖常俊, 刘颂豪, “光孤子在色散缓变光纤中传输时的等价增益”, 物理学报, Vol. 43, No. 5, 1994.
- [33]曹文华, 姚爱民等, “皮秒脉冲在色散缓变光纤中孤子效应压缩”, 光学学报, Vol. 12, No. 2, 1994.
- [34]Yu Jianjun, Yang Bojun et al. “Soliton Transmission Research on Using Dispersion Step Fiber Chain Instead of Soliton Fiber”, Vol. B6, No. 3, Chinese Journal of Lasers, 1997.
- [35]W. forysiak, F. M. Knox, and N. J. Doran , “Stepwise Dispersion Profiling of Periodically Amplified Soliton Systems”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, No. 8, August 1994.
- [36]S. V. Chernikov, J. R. Taylor et al , “Integrated all optical fiber source of multigigahertz soliton pulse train”, Electronics Letters 30th September 1993, Vol. 29 No. 20.
- [37]S. V. Chernikov, J. R. Taylor et al , “Comb—like dispersion Profiled fiber for soliton pulse generation”, Optics Letters, 19, (1994) 539—541.

[38]E. A. Swanson and Stephen R. Chinn, " 40-GHz Pulse Train Generation Using Soliton Compression os a Mach-Zehnder Modulator Output ", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 7, No. 9, 1144-1146, 1995.