

1 引言

1.1 惯性约束核聚变概述

20 世纪 50 年代以后, 由于石油危机的爆发, 对世界经济造成了巨大影响, 国际舆论开始关注起世界“能源危机”的问题。科学家预测, 目前人类所使用的化石类不可再生能源将在几十至几百年内枯竭, 如果不开发新能源资源, 那么人类在不久的将来将会面临严重的能源短缺问题。

目前科学家研究开发的替代能源主要有核能、风能、太阳能、地热、生物能和水力发电等, 其中最希望的新能源是核能, 它采用低原料、高产出的能量供给方式, 是解决人类能源危机的一个非常有前景的途径。上世纪四十年代, 人们就认识到氘氚或氘氘间的聚变反应可释放出巨大能量 [1][2], 而且聚变的产物是无辐射的惰性元素氦。氘是氢的天然同位素, 在海水中含量极为丰富, 其潜在储能可供人类使用几亿年, 可谓取之不尽、用之不竭, 这种新形式的能源为将来解决能源枯竭问题带来了希望。

成功产生核聚变的关键在于把由氘和氚燃料压缩到高密度, 并使局部氘氚区域形成高温高密度热斑, 达到点火条件。核融合只有在它们碰撞速度足够快到可以克服其正电荷的排斥力时方能发生。在激光器出现之前, 只能在氢弹爆炸的一瞬间实现非受控的人工核聚变。1964 年激光器诞生之后, 美国的 John Dawson 和我国的王淦昌院士提出了用激光作为驱动源的惯性约束核聚变 (Inertial Confinement Fusion, ICF) 思想, 以实现可控核聚变。

ICF 的基本思想是利用激光或离子束作为驱动源, 将足够大的激光脉冲能量 ($\sim 10\text{MJ}$, 10^3TW , 和 10^{14}W/cm^2) 传输到装填氘氚燃料的靶丸外壳上, 使靶丸发生爆聚, 其密度增大到它们液体密度的 1000 倍左右, 中心温度约达 5keV [1][3]。当氘氚燃料实现自持的热核聚变, 就可从热核反应中获得有用的能量。惯性约束核聚变有两种动力学途径: 间接驱动和直接驱动。直接驱动是采用强激光束直接烧蚀靶丸表面而点火, 基本思想是把一束激光脉冲分成强度相等的几束, 然后对每束激光束进行放大, 再经过反射镜和聚焦系统将所有的激光束聚焦均匀照射在氘氚靶丸表面。由于瞬间的加热, 靶丸表面物质蒸发, 形成反冲效应使靶丸内爆压缩, 在靶丸内部产生高温高压, 导致核聚变的产生, 如图 1.1 所示, 直接驱动

有较高的效率,但要求驱动光束非常均匀地照射靶丸表面,较难实现;而间接驱动首先是将激光束照射到Z材料靶上使其转化成X射线,通过强而均匀的X射线加热靶壳,从而使靶内层球对称的内爆压缩。由于靶丸内部在整个聚变过程中一直受到靶丸表面蒸发的惯性反冲力约束,因此又称为惯性约束核聚变,简称ICF。

惯性约束核聚变对驱动激光束的要求很高。从劳森判据 [4]估算可以得知,如果整个氘氚靶丸压缩到高温($\sim 5\text{keV}$)、高密度($\sim 200\text{gcm}^{-3}$),则在 $\rho R=3\text{g/cm}^2$ (质量密度 ρ ,靶半径 R)的要求下,需要提供给氘氚靶丸的能量为 $E_f=1.7\text{MJ}$,若想能提供真正有用的能量输出,则在效率约4%的条件下,要求驱动激光能量为 $E_{\text{laser}}\approx 43\text{MJ}$,这显然是不容易实现的。只能采用压缩的高密氘氚燃料,使其密度达到 300gcm^{-3} (相当于原来密度的1000倍),同时,这个压缩要在低温下进行,使中心处2%—3%质量的氘氚燃料形成热斑(hot spot),实现“中心点火”。此时,用兆焦耳量级的驱动能量就可以引发热核反应,释放几百兆焦耳的聚变能量。建造这样的巨型激光装置需要花费十几亿美元,这大约相当于一个大型发电厂的造价。随着国内外激光核聚变研究的发展,美国、俄罗斯、法国、日本和中国等国家相继提出设计建造了用于惯性约束聚变的高功率固体激光驱动装置:美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的正在建造的国家点火装置和使用中的其单路原型机Beamlet装置和Nova装置,美国罗彻斯特大学正在运行的Omega装置,法国里梅尔研究中心的Phebus装置,日本大阪大学激光工程研究所(IEL)的Gekko-XII装置和金刚计划及中国上海的“神光II”装置和四川成都正在建设的“神光III”装置。

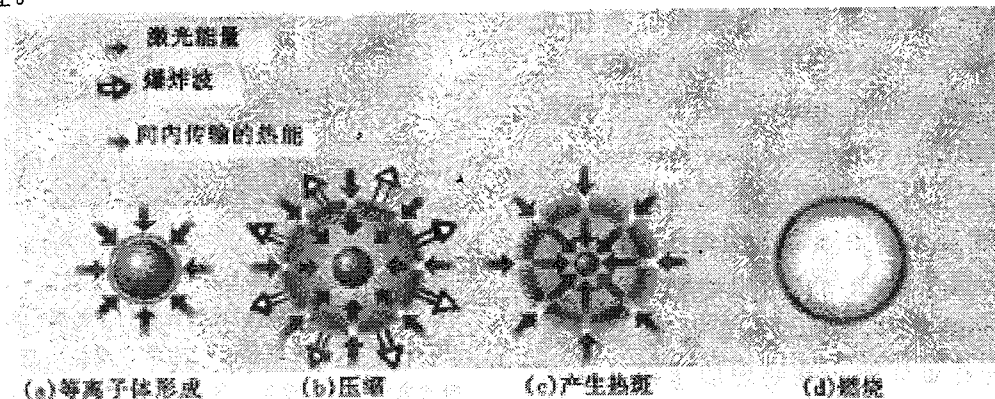


图 1.1 惯性约束核聚变的基本原理示意图

1.2 光纤光学系统在惯性约束核聚变驱动器中的应用。

虽然固体激光器能达到很高的峰值功率,但是单个激光器是无论如何不可能把靶丸里的物质加热到可发生热核聚变的温度。因此,惯性约束核聚变一般采用多级放大的复杂激光系统驱动,它一般包括:振荡器、脉冲整形器、前置放大器、预放大器、主放大器、靶室和诊断测试设备等。其中,振荡器、脉冲整形器、前

置放大器和预放大器组成我们通常所说的前端系统,承担种子脉冲的产生、激光束的整形及其分路等重要功能,它是整个激光驱动系统稳定和可靠的基础;而主放是实现激光高峰值功率的输出单元;靶室是开展 ICF 研究的实验场所;诊断测试为 ICF 研究和驱动器的可靠运行提供必要的数据库。

光纤光学的发展为提高驱动器性能带来了新的机遇。在主放大之前,信号光峰值功率低,光束质量好,自相位调制和群速度色散可忽略,因此各单元之间均可采用光纤传输、分路或耦合。光脉冲在光纤中传输代替了在空气中传输,消除了因机械扰动而引起镜面反射光束漂移,简化了光路的对准等高难度工作,节省了为控制光束衍射和保持光束质量所花费的大量时间;也使相对脆弱的振荡源和波导调制器可以远离高电压、高光强区域,具有更大的安全性和灵活的配置空间。光纤的应用将前端系统联结成一个精密化小体积和全固化的集成系统,更具有灵活性。

1.2.1 NIF 前端系统的光纤光学系统

美国劳伦斯利弗莫尔实验室(LLNL)在高功率固体激光器的研究方面一直走在世界的前列,正在建设的国家点火装置(NIF)是一个包括 192 路光束的高功率激光系统[5][6]。其前端系统的主要功能是完成种子脉冲的产生、脉冲的频谱展宽、脉冲的时间和空间整形、脉冲的放大和激光分路等多种功能。它包括三个主要的子系统:主振荡室(MOR)、预放模块(PAM)、和预放及光束传输系统(PABTS)。

主振荡室MOR是未来NIF前级一个很重要的子系统,如图 1.2图 1.3所示。辐射核靶的总能量为 2MJ的 192 路激光脉冲就起源于该子系统产生的低功率光信号。由于其中传输的信号功率低,科学家们可以利用最先进的光波导、光纤技术使之满足高度灵活、高度稳定和可靠性的要求。

MOR的信号源是分布反馈(DFB)光纤激光器[7],如图 1.4。它是用紫外光在一根Yb光纤上刻制一个相移布拉格光栅。光栅的窄线宽特性和相移区的相移量保证了单纵模激光输出。当用 120mW的半导体激光器抽运时,该激光器可输出功率为 50mW的连续单纵模信号。利用布拉格波长的温度和应力响应特性,通过对支撑架温度的控制,可以将信号波长误差控制在 0.01nm范围内。

MOR 的脉冲整形单元是由 48 个平行的 LiNbO₃ 振幅波导调制器组成,它对来自分束器阵列的 48 路 30ns 的方波激光脉冲进行任意时间整形。波导调制器的驱动源是宽带宽、可编程的任意波形发生器(AWG),由 96 个 250ps 的 GaAs 场效应管的传输线构成,能产生点火所需要的高时间对比度的电脉冲。每一个波导调制器及其 AWG 均被组装在一个小框子里,NIF 需要 48 个这样的框子,其中 AWG 是由精确定时系统来触发的。

保偏(PM)光纤引入的双折射是温度的函数,而光功率经一系列 PM 光纤及偏振元件后会随环境温度及时间的变化而波动。为了消除这种不稳定因素的影响,MOR 中用单偏振传输光纤代替了 PM 光纤。

PAM负责把48根光纤从主振荡室分配架上导出的48根调相和时间整形激光脉冲高增益(>100dB)放大、空间整形、和提供光谱色散。空间整形的目的是使之能够补偿由最后主放大器的特殊增益轮廓引起的脉冲空间强度分布的不规则,这样脉冲在达到靶之前,空间上呈所谓的理想平顶分布。在这里提供调相脉冲光谱色散,是整个光谱色散平滑方案SSD[8][9]的一部分,目的是为了削弱辐照靶丸激光的空间相干性。PAM的三个主要部分为:半导体激光器抽运的、高稳定、高增益Nd:glass再生放大器;光束空间整形模块;四程放大器。

PATBS 是前端最后一个子系统,来自 PAM 的 48 路激光脉冲在这里再次一分为四,然后,形成的 192 路脉冲通过各自精确可调的光学延迟系统,分别被输至 192 路主放大链。

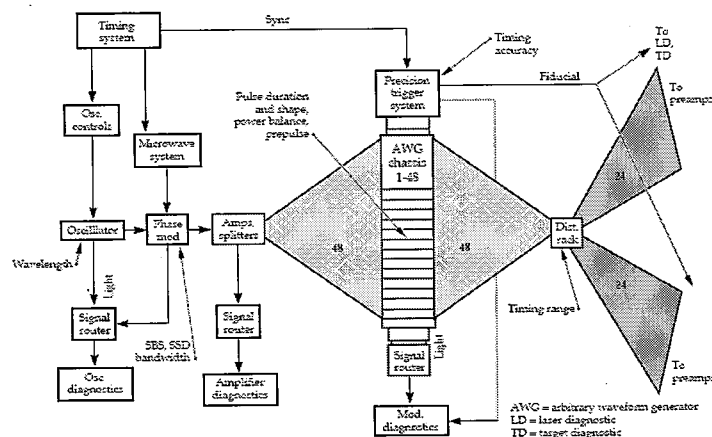


图 1.2 NIF 主振荡室光学结构

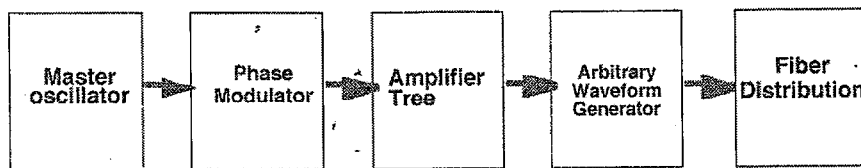


图 1.3 主振荡室 (MOR) 结构

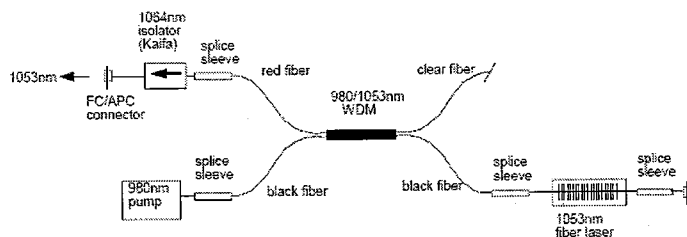


图 1.4 MOR 内的光纤分布反馈激光器

从DFB激光器输出的连续信号经过声光调制器斩波后,变成宽度为 100ns的脉冲序列后进入高增益的双程光纤放大器,如图 1.5。该放大器利用内在的滤波机制,来减小本身引入的噪声功率。当信号第一次通过增益介质后,就被带宽为

0.2nm的光纤布拉格光栅反射，从而抑制了首程产生的ASE噪声。接着，在输出端，第二次通过增益光纤后信号被一个 5nm的带通滤波器滤波，进一步削弱了放大器的ASE。这里用定向耦合器取代光环行器以使信号在放大过程中能两次通过增益介质，原因是该定向耦合器的破坏阈值高，背向散射很低，而对 1053nm波长激光的损耗却和光环行器几乎相同。

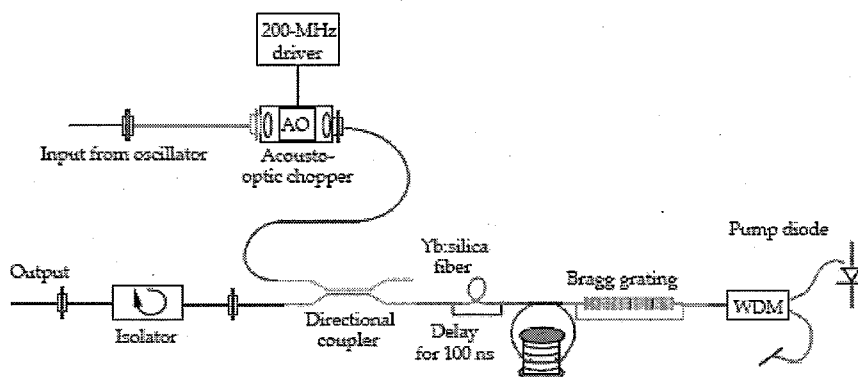


图 1.5 双程光纤放大器

在经过双程光纤放大器放大及一系列插入损耗后，这些 100ns 单频信号脉冲峰值功率将达到 1W，下一步就是对脉冲进行调相处理以控制激光与 NIF 装置后续光学元件以及核靶的相互作用。为了避免受激布里渊散射（SBS）产生的强声波破坏主放大链中大口径光学元件，用一个 1.5—3.0GHz 位相调制器将脉冲频谱展宽 27GHz。为了实现光谱色散平滑（SSD），采用第二个较高频（~17GHz）的位相调制器将信号带宽提高 3 埃。两个位相调制器均为 LiNbO₃ 波导调制器。在预放大调制器中，0.3nm 带宽的光波经过光栅散射后，采用光谱色散平滑技术（SSD）对集中在靶面的激光束（光谱空间）的快速扫描来去除散斑。

NIF 为使 SBS 不破坏 NIF 光学元件，在系统中设置安装了一个判断 1.5GHz 的相位调制存在的安全电流控制单元。当调制量低时，该控制单元阻隔激光脉冲。为了确保每一个脉冲的带宽都符合要求，每一个脉冲参数都需要测量。

在进入由光纤放大器及分束器组成的阵列之前，为了削弱放大器的增益饱和效应及预补偿由饱和效应引起的脉冲时间波形畸变，使后续的时间整形工作不至于变得太困难，100ns 的调相脉冲被一振幅波导调制器调制成具有 30ns 宽度形状时间的脉冲。然后，脉冲在列阵中传输，每放大一次就被分成四路，共放大和分束三次，而第一次分成的四路中有一路被作为诊断信号。这样，从列阵中输出的信号共有 $3 \times 4 \times 4 = 48$ 路。

在列阵中的放大器是由连续半导体激光器抽运的 Yb 光纤放大器 [10]，如图 1.6 所示。它由两级组成：前级是小芯径 Yb 增益光纤，增益为 12，中间间插带通滤波器，用来避免信号带宽以外的 ASE 功率导致后继放大器饱和；第二级放大器作为脉冲功率放大器，芯径较大，增益为 3。两级放大的总增益为 36。这样设计的目的是为了保证列阵中输出的脉冲增益最大的同时脉冲的波形畸变最小。最后

从阵列中输出 48 路脉冲, 其峰值功率 2W, 脉宽 30ns。

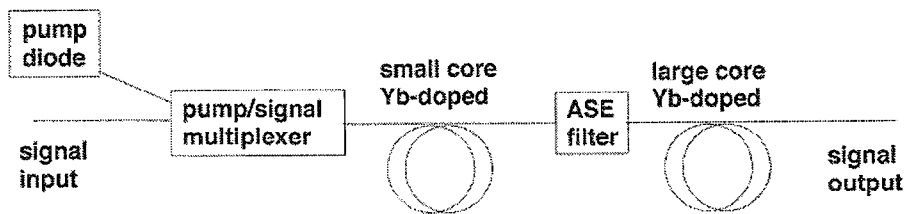


图 1.6 放大器阵列中的两级结构光纤放大器

1.2.2 神光 II 集成化前端系统的研究进展

神光 II 装置是我国已经投入运行的规模最大的高功率激光聚变实验装置, 也是世界上为数不多的激光聚变驱动装置之一。图 1.7 所示 [11] 给出了神光 II 装置与国际部分 ICF 激光装置能量和功率水平对比。为实现激光脉冲对聚变材料的有效压缩, 主激光脉冲时间形状、同步精度、空间均匀性、频域、系统稳定性、能量等几个方面需满足特定的技术要求。但要想使一台独立的激光器同时满足上述要求是非常困难的。因此目前大型 ICF 激光驱动器均采用 MO-PA (主振-功放) 结构, 分解整个系统的技术难点, 控制各个子系统以满足不同的技术要求。

基于以上设计思想, ICF 驱动器包含三个主要的子系统, 前端-预放、主放大器、靶场。其中前端系统提供整个放大链所需要的种子光源, 前端的脉冲特性决定了整个系统激光脉冲的最终输出特性 [12]。因此, 前端技术的发展是整个 ICF 驱动器性能提升的重要推动力量。

前端系统作为高功率激光系统的主要部件之一, 主要功能是为激光系统提供一个高稳定、高光束质量、光强空间分布光滑、脉冲形状在一定范围内可调的优质种子脉冲, 包括 ns 种子脉冲、100ps 种子脉冲和超短脉冲。

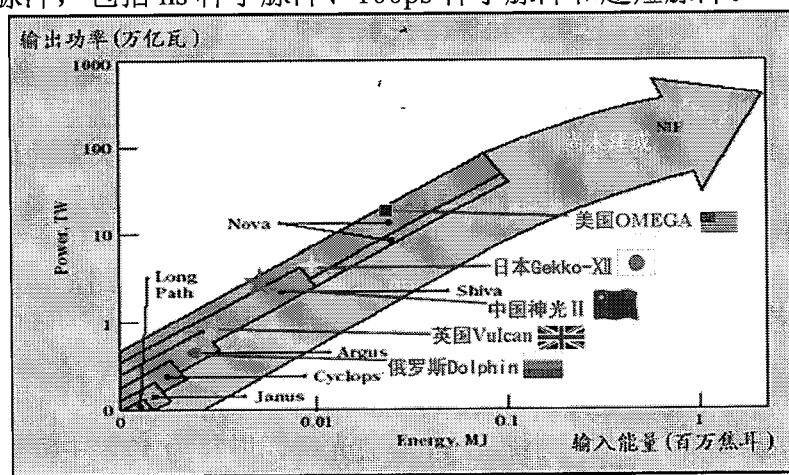


图 1.7 中国神光 II 装置与国际部分 ICF 激光装置能量和功率水平对比

ns 种子脉冲主要包括种子脉冲光源和脉冲整形模块。种子脉冲单元主要由连

续单纵模激光器、声光斩波器和光纤放大器三部分组成,如图 1.8所示。连续单纵模激光器为 $\lambda/4$ 相移分布反馈 (DFB) 光纤激光器 [13], 通过紫外光照射, 在掺铒石英光纤上直接刻写相移光纤光栅, 靠内部光栅的模式选择作用, 实现激光器的单纵模输出, 相移光栅消除了均匀分布反馈激光器的模式简并。声光斩波器是利用它的一级Bragg衍射削波实现由连续激光到 100-400ns激光脉冲的变换。配套的RF驱动器可随外加的TTL电平输入信号改变输出功率, 从而改变加在声光晶体上的功率, 达到调制输出功率的目的。光纤放大器对激光信号进行放大, 光纤放大器采用单程放大, 主要由抽运激光器、波分复用器、掺铒光纤、两只光纤隔离器、光纤滤波器以及分束器组成, 如图 1.9所示。信号光经隔离器通过波分复用器进入光纤放大系统, 为了提高放大系统的信噪比, 减小输出信号光中的自发辐射噪声, 在输出端接中心波长 1053nm, 带宽 1-nm的光纤滤波器, 信噪比可高于 30dB, 光纤滤波器之后接光纤隔离器, 防止高增益光纤放大器中产生自激振荡。

脉冲整形模块是激光脉冲整形技术的核心部分, 也是前端系统的重要技术单元。其工作过程是: 首先经单纵模预脉冲单元输出的 100ns平顶脉冲输入到 LiNbO_3 波导强度调制器, 在外触发信号 Trig1 和 Trig2 的作用下, 电脉冲整形器与方波脉冲发生器输出的整形信号和方波信号分别加在 LiNbO_3 波导调制器的两极, 在这两个电信号的驱动下, 100ns平顶光脉冲被整形成特定形状的激光脉冲输出。如图 1.10所示。

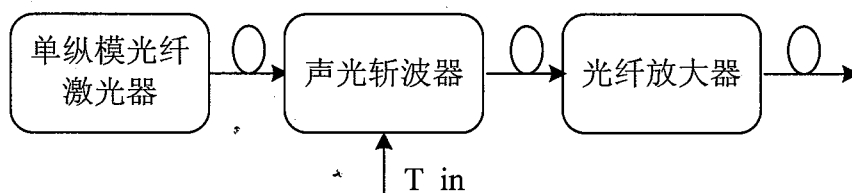


图 1.8 种子脉冲光源单元结构图

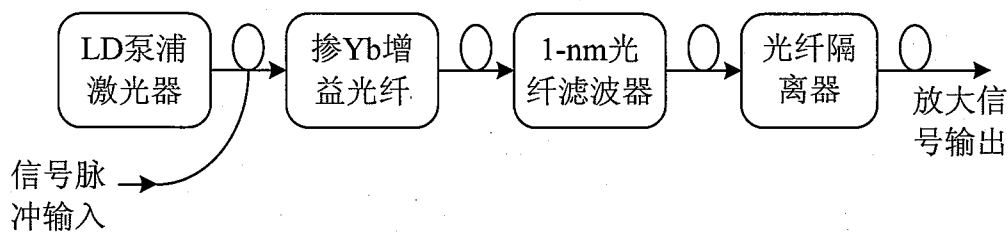


图 1.9 光纤放大器结构原理图

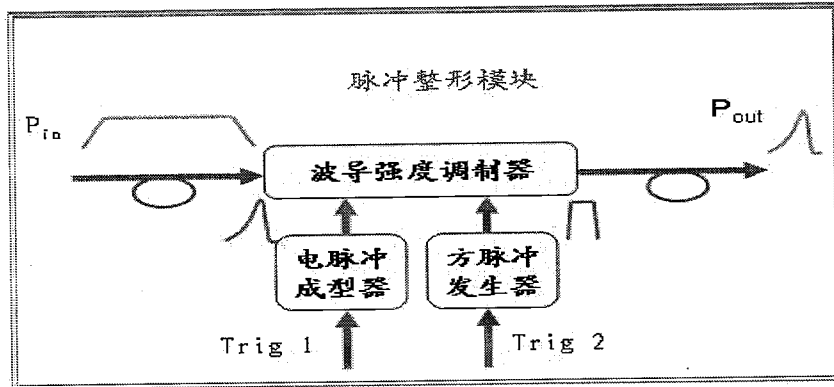


图 1.10 脉冲整形模块框图

超短脉冲种子源模块是利用商品化的固体飞秒锁模激光器作为种子源，脉宽约为 260fs，经光栅啁啾展宽器展宽至 2-3ns 后耦合进光纤，再由声光斩波器和集成波导强度调制器共同进行选单操作后，经光纤放大器放大，一束作为 OPCPA 放大器的超短脉冲种子源，一束经 0.2nm 的窄带滤波后，输出宽度为 100ps 左右的短脉冲探针光种子源，而后再经分束后，一路作为 100ps 探针，一路作为 ns 长脉冲的精确同步触发光脉冲。

光纤放大器是神光装置前端系统集成化的关键器件之一。为了能有效放大 ICF 前端系统中波长为 1053nm 的低功率激光，掺 Yb 石英光纤因具有其他掺杂光纤（如掺 Nd³⁺、Pr³⁺ 等）不具备的优点而作为增益介质应用在 ICF 前端系统中，它的应用主要表现在 [14]：一方面是对振荡器输出的低功率连续光，或斩波后的脉冲信号进行高增益、低噪声放大，另一方面是作为前端系统光纤分束前纳秒脉冲的无畸变功率放大、fs 展宽后的啁啾脉冲放大等。其工作原理、理论分析、设计和实验进展将在本论文后续章节中详细介绍。

1.3 Yb 石英光纤

1.3.1 Yb 石英光纤的能级结构和光谱特性

目前，光纤中稀土掺杂粒子有很多种，如 Er³⁺、Pr³⁺、Ho³⁺、Tm³⁺、Nb³⁺ 和 Yb³⁺ 等。其中 Yb³⁺ 能级结构和光谱图如图 1.11 和图 1.12 所示 [15]~[23]，与其他稀土粒子相比，掺镱(Yb)石英光纤具有较宽的增益带(900nm~1200nm)，Yb³⁺ 的电子构型为 4f¹³，当石英中掺入 Yb³⁺ 后，由于基质中电场分布不均引起声子加宽和明显的 stark 效应，仅有一个激发态 2F_{5/2} (由 Starks 子能级 e, f, g 组成) 和一个基态 2F_{7/2} (由 Starks 子能级 a, b, c, d 组成)。在中心谱 975nm 比较窄的波长范围内，吸收谱和发射谱相互重合，同时达到最大值，对应于激光上下能级各自最低 starks 子能级 a 到 e 的跃迁，次吸收峰在 915nm 处，对应于基态向 f 和 g 的跃迁，长波长处的弱吸收对应于从能级 b 向激发态的跃迁，这是因为离子在基态各 starks 子能级间

呈Boltzman分布, 在室温下仍有 6% 的离子处于b能级。

抽运到f能级上的粒子快速无辐射跃迁弛豫到能级e上, 能级e的荧光寿命为 0.9ms。从e能级到 $2F_{7/2}$ 可发生两种不同类型的激光跃迁: 一种是三能级跃迁, 波长为 975nm (跃迁从e到a); 另一种是准四能级跃迁 [22], 波长从次辐射峰 1030nm到 1200nm, 对应于从能级e到能级b, c和d的跃迁, 其中 1200nm处四能级跃迁其微分发射截面很小, 在短波长处, 虽然没有实现激光辐射, 但也存在跃迁, 对应于f向基态跃迁。

由于 $2F_{5/2}$ 和 $2F_{7/2}$ 两能级间隔约为 10000cm^{-1} , 这样使得 Yb^{3+} 光纤具有其他掺杂光纤(如掺 Nd^{3+} 光纤或掺 Er^{3+} 光纤) 所没有的优点, 1) 不存在对抽运光或信号光的激发态吸收(ESA), 从而有较高的抽运光-信号光转换效率。2) 上下激光能级间隔大, 使得 $2F_{5/2}$ 和 $2F_{7/2}$ 之间不存在多声子非辐射弛豫, 也不存在浓度淬灭效应从而可以有更高的掺杂浓度, 利用较短的光纤就可获得较高增益。3) 抽运光和信号光波长非常接近, 量子转换效率高, 降低材料的热负荷。YDFA 宽的吸收带(如图, $\sim 800\text{nm} \sim 1064\text{nm}$) 允许使用多种抽运源, 包括半导体激光器甚至可以是 Nd 离子激光器。

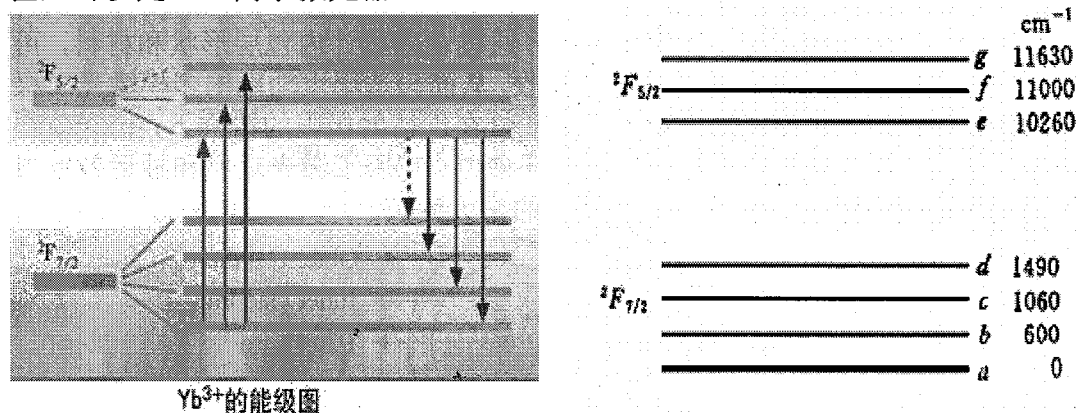


图 1.11 Yb 石英光纤的能级简图

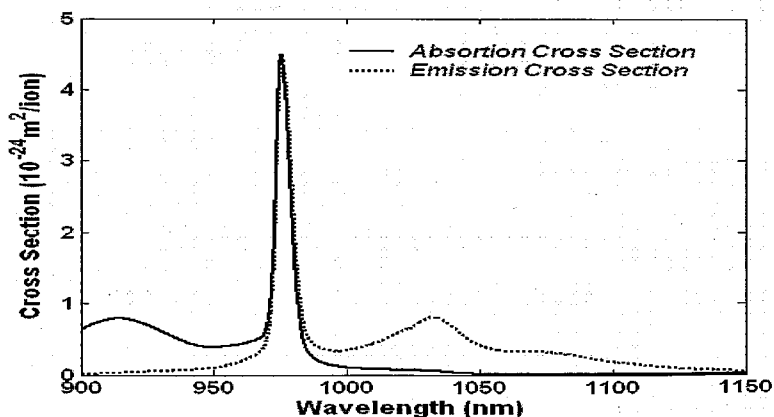


图 1.12 Yb 石英光纤的发射 (虚线) 和吸收 (实线) 截面

1.3.2 双包层光纤的结构和特点

传统的单包层光纤放大器是由半导体激光器经过尾纤直接耦合进直径小于10 μm 单模纤芯,要实现高效率抽运耦合,必须使用单模的半导体激光器,但这种激光器的输出功率一般不足1W,导致实际进入单模光纤的抽运光功率很低,信号光也很难被放大到瓦量级。

高功率半导体激光器一般具有大光束面积,其输出光束质量也较差,这使其很难被耦合到纤芯尺寸较小的单模光纤中。为了解决这个问题,1988年Snitzer等人提出了双包层光纤结构[24],与常规光纤相比,双包层光纤增加一个可以传输抽运光的内包层,由纤芯、内包层、外包层、保护层四部分组成,如图1.13所示,纤芯由掺稀土元素的 SiO_2 构成,它作为激光振荡的通道,一般情况下相对应的波长为单模;内包层由横向尺寸和数值孔径都比纤芯大的多、折射率比纤芯小的 SiO_2 构成,是抽运光通道,对应抽运光是多模,用以传输高功率的抽运光;外包层由折射率比内包层小的材料构成,保护层可由硬塑料包围,用以保护光纤。抽运光进入尺寸较大的内包层,在内包层中内反射并多次穿越纤芯被掺杂离子吸收,如图1.14所示。由于内包层的折射率小于纤芯,可保证激光振荡在单模纤芯中,使输出的激光模式好、光束质量高。通过合理设计内包层形状和材料,可使耦合进内包层的抽运光高效地被纤芯吸收,从而可选用大功率的多模激光二极管阵列作为抽运源,在保证输出激光光束质量在近衍射极限的情况下,仍能获得高功率。可见,双包层光纤相对于普通光纤来说,克服了激光功率和抽运效率方面的限制,是光纤激光器和放大器发展中的重大突破。

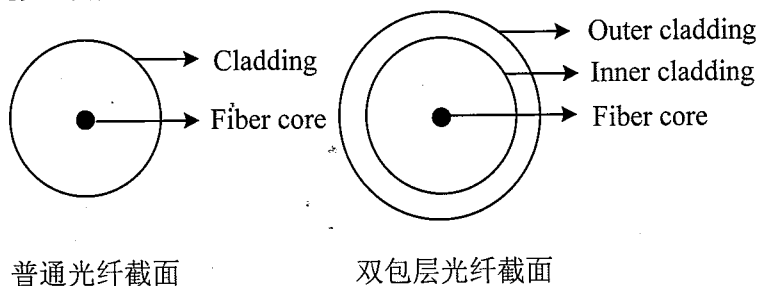


图 1.13 普通光纤和双包层光纤的结构

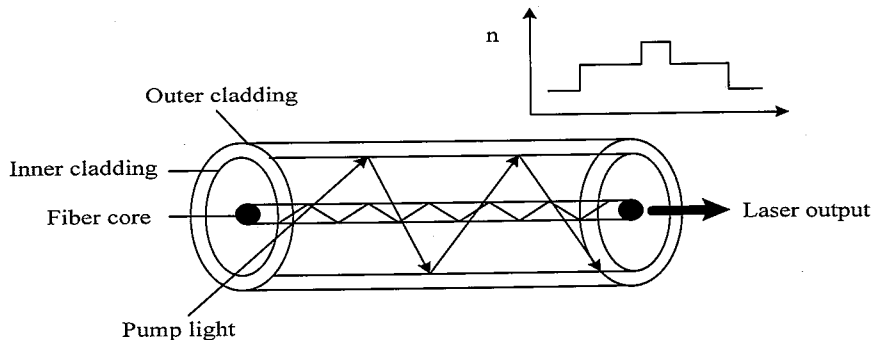


图 1.14 双包层光纤工作原理示意图

理论和实验结果均表明,双包层光纤的抽运吸收不仅与掺稀土浓度和纤芯尺寸有关,还与内包层的形状有关。合理的选择内包层的形状有利于提高抽运吸收效率。已经有大量的文章从理论和实验上进行了光纤内包层形状的优化设计。图 1.15所示为双包层光纤内包层典型形状 [25]。

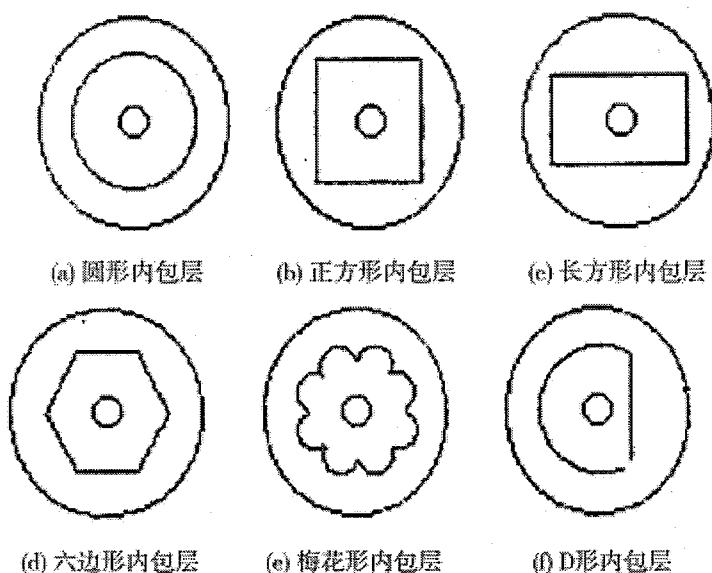


图 1.15 双包层光纤的典型内包层形状

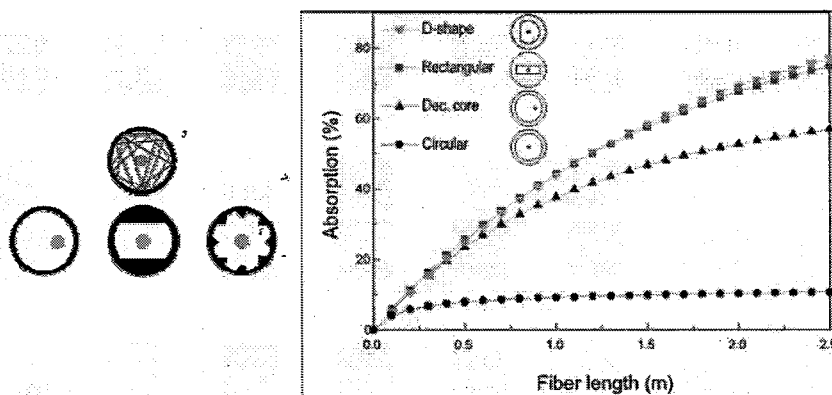


图 1.16 几种典型内包层形状的抽运吸收效率

P.Leproux[26]等人引入无序传播的概念,理论证明了各种不规则内包层形状的抽运吸收效率,如图 1.16。对于圆形内包层,由于其完美的对称性,存在大量的螺旋光线,这些光线在内包层中多次反射却永远不能到达纤芯区域而被吸收,而采用D形、长方形或梅花形等不规则内包层形状可提高抽运耦合效率,在纤芯掺杂浓度相同的情况下所需的光纤更短。

1.3.3 DCFA 的抽运方式研究进展

抽运耦合技术的目的是把几十瓦甚至数百瓦的LD抽运光功率耦合入直径只有数百微米的双包层光纤内包层,以获得高的抽运功率,是高功率光纤激光器和光纤放大器的核心技术之一。一般有如下几种形式:

1. 透镜直接耦合

实验室最常见和有效的抽运方法 [27], 如图 1.17。

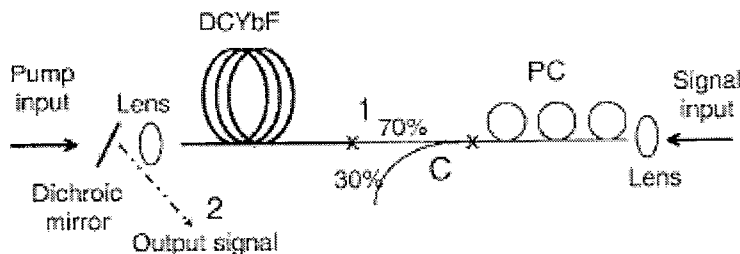


图 1.17 透镜直接耦合方式

该耦合方式通常需要透镜组对抽运光束进行准直, 要达到较高的耦合效率, 聚焦后的光斑参数和内包层相对应的参数相匹配, 即光斑直径小于内包层直径, 聚焦后的数值孔径小于内包层的数值孔径, 选择合适的透镜耦合系统是这种耦合方式的关键。

2. 光纤端面熔接耦合

当大功率半导体激光器尾纤的参数和双包层内包层参数相匹配时, 可直接将尾纤和光纤一端熔接起来, 将抽运光直接耦合进入内包层。这种耦合方式构成了双包层光纤放大器的全光纤结构, 具有体积小、重量轻、结构紧凑、稳定度好 [28] 的特点。

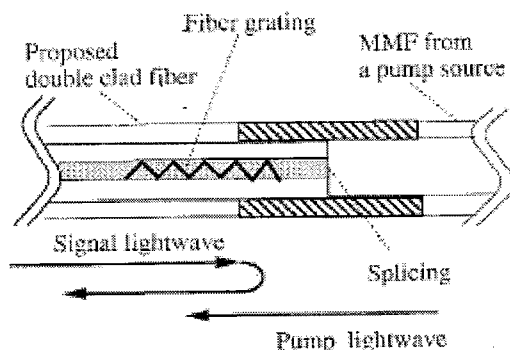


图 1.18 尾纤直接熔接方式耦合

3. V 形槽侧面抽运

V形槽是指剥去双包层光纤的外包层, 在裸露的内包层上刻蚀一个V形槽, 槽的表面磨抛成光学平面 [29][30], 如图 1.19所示。相对于纤芯, 双包层光纤的内包层具有较大的尺寸, 因此V形槽的刻蚀可以不涉及掺杂纤芯, 用衬底垫好内包层, 衬底的折射率与内包层的相近, 并镀上对抽运光的增透膜, LD发出的抽

运光经微透镜聚焦于V形槽侧面并全反射进入内包层。V形槽耦合效率高, 可达90%左右, 可耦合数瓦的抽运功率, 但工艺要求较高, 且V形槽不宜在双包层光纤的多个部位刻蚀, 只能位于两端, 否则会影响抽运光在其中的传输, 不适宜对双包层光纤的多点抽运。

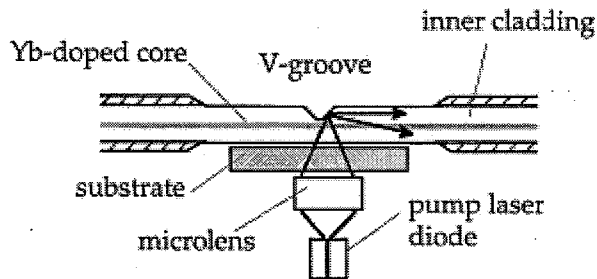


图 1.19 V形槽侧面耦合

4. 微棱镜侧面耦合

在双包层光纤的某个部位剥去其涂敷层和外包层露出内包层, 用紫外固化光学胶把一个微型直角棱镜固定在内包层的一侧平面上, 如图 1.20所示 [31]。微棱镜用纯石英玻璃制作, 光学胶的折射率与石英的折射率相近, 抽运光经微棱镜折射进入内包层, 在双包层光纤的另一侧的内包层与外包层的分界面上, 以大于临界角的角度入射实现全反射在内包层中传输, 其耦合效率可达88%左右。单个棱镜能耦合的功率在瓦级水平。由于微棱镜对内包层中抽运光的传输影响不大, 可进行多点抽运, 但微棱镜的尺寸太小, 其加工难度较大。二极管抽运光要通过透镜或非球面镜聚焦到微棱镜上, 整个耦合系统较为复杂。

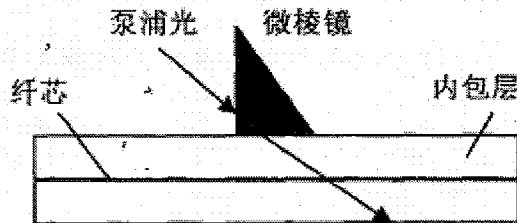


图 1.20 微棱镜侧面耦合

5. 角度磨抛胶合侧面抽运耦合

其基本原理是在双包层光纤取一小段, 剥去涂敷层和外包层, 将内包层沿纵向进行磨抛, 得到小段用于抽运光耦合的平面, 然后将端面按一定角度磨抛好的抽运光纤的纤芯相对该平面用折射率匹配的光学胶紧密贴合并固定好两光纤的相对位置, 抽运光从双包层光纤的侧面以较大的入射角进入内包层, 实现多模抽运光到光包层光纤内包层的抽运耦合 [32]。已有报道这种方法的耦合效率可达90%, 耦合功率在毫瓦量级 [33], 可进行多点抽运, 但光纤端面角度的抛磨较困难, 同时折射率匹配胶对抽运功率有较大的限制。

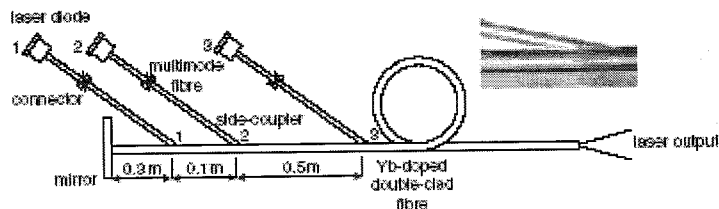


图 1.21 角度磨抛胶合侧面耦合

6. 内嵌反射镜侧面耦合

内潜反射镜式耦合方式是在V形槽侧面抽运耦合方式上的改进，其原理如图 1.22所示 [34]，首先将双包层光纤的外包层去除一小部分，然后在内包层上刻蚀一个小槽，槽的深度足够放入用来反射抽运光的嵌入微反射镜，采用光学胶将嵌入微反镜的出射面和光纤内包层粘接固定，同时光学胶还作为折射率匹配介质用于降低界面的反射损耗。LD抽运源应当与嵌入微反镜足够近，以保证具有较大反射角的抽运光能够全部照射到微反镜的反射面上，可耦合数瓦级的抽运功率，耦合效率达 91%。多模二极管抽运激光无需整形即可进入内包层，因此耦合效率高，成本低，简单易行，避免了V形槽抽运耦合要求利用侧面作为反射面的方式，但与V形槽相似，不适合多点抽运，仍要保证槽深不能破坏纤芯。

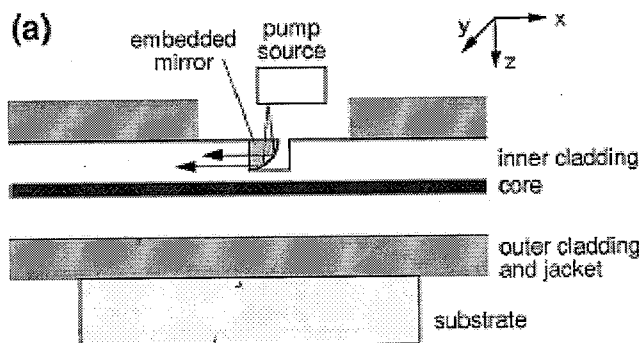


图 1.22 内嵌反射镜侧面耦合

对于以上各种双包层光纤抽运耦合技术,要从实际应用方面来考虑一些技术问题，其中关键的技术参数 [34][35]如下：

- (1)抽运耦合效率：耦合进入双包层光纤内包层的功率和抽运光功率的比值；
- (2)对准敏感性：相对于抽运源的对准失调敏感程度，主要是要考虑机械调节机构的漂移以及热效应对耦合的影响；
- (3)结构紧凑度：需要用到的侧面耦合组件所占空间大小；
- (4)复杂度：需要组件的数目，抽运耦合调节过程的难易程度；
- (5)扩展性：可以采用更高功率的抽运源进行功率扩展，或者能够使用多个抽运源进行功率扩展；
- (6)纤芯功率损耗度，对于双包层光纤纤芯中的激光的损耗程度；
- (7)内包层功率损耗度：对于双包层光纤内包层内的抽运光的损耗程度。

实际应用中,应根据实验条件和要求,选择合适的抽运耦合方式。本论文实验中为达到系统的高稳定性、集成化、体积小等特点,采用商品化的多模抽运合束器,实现多模抽运光和信号光的高效率耦合,详细内容在 3.1.3 节阐述。

1.4 双包层光纤放大器中的主要非线性现象

随着大功率半导体激光器和包层抽运技术的出现,双包层光纤激光器能够获得达到数百甚至上千瓦的激光输出。在较低功率激光输出时,光纤内的非线性效应对激光输出特性影响很小。但在高平均功率或高峰值功率的掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光放大器或放大器中,非线性效应严重影响了激光输出特性,已经成为必须关注的问题。高功率光纤激光器或放大器中主要的非线性效应有:受激拉曼散射 (SRS)、受激布里渊散射 (SBS)、自相位调制 (SPM) 等 [36]。

1.4.1 受激布里渊散射 (SBS)

任何光学介质内部都存在由大量质点统计热运动所形成的微弱的自发弹性声波场,这种声波场可分解为无穷多单色简谐平面声波之和,每一单色平面声波将引起介质密度(因而折射率)随时间和空间的周期性变化,由此将引起入射光的“衍射”,而衍射光的频率将随声波场的速度和传播方向而变,这种现象即称为布里源散射。当入射光强增强时,这种散射过程将出现高增益和阈值特性,成为受激布里渊散射。受激布里渊现象反映了入射光子、散射光子和声子(二个光波和一个声波)之间的参量耦合过程,并遵守能量和动量守恒定律 [37], 即

$$\nu_0 = \nu_B + \nu_a \quad k_0 = k_s + k_a \quad (1.1)$$

$$\nu_0 + \nu_a = \nu_{aB} \quad k_0 + k_a = k_{as} \quad (1.2)$$

式中, ν_0, ν_B, ν_a 分别为入射光波、斯托克斯散射光波和感应声波的频率, k_0, k_B, k_a 分别为三波的波矢, ν_{aB} 和 k_{as} 分别为反斯托克斯散射光的频率和波矢,属于受激非弹性散射。

SBS 参与的是声学声子,且 SBS 只发生在后向。后向布里渊频移:

$$\nu_B = \Omega_B / 2\pi = 2n\nu_A / \lambda_p \quad (1.3)$$

式中: ν_A 是声速, $\nu_A = 5.96 \text{ km/s}$; n 是抽运波长处的折射率, $n = 1.45$; λ_p 是抽运光波长。

布里渊增益谱相当窄,带宽 $\Delta\nu_B$ 小于 100MHz。增益带宽 $\Delta\nu_B$ 是随 $1/\lambda^2$ 而变化的,在 $1.5 \mu\text{m}$ 波长下, $\Delta\nu_B$ 只有 20MHz; 在斯托克斯位移约 10GHz 处产生峰值布里渊增益谱; 对于 $1 \mu\text{m}$ 的信号光, Brillouin 增益带宽 $\Delta\nu_B$ 约为 38MHz, 在斯托克斯位移约 16.5GHz 处产生峰值布里渊增益。

假定声波是以 $\exp(-\Gamma_B t)$ 衰减的,则布里渊增益具有洛伦兹频谱轮廓:

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (1.4)$$

在 $\Omega = \Omega_B$ 处, 峰值布里渊增益为

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 \nu_A \Gamma_B} \quad (1.5)$$

其中, p_{12} 是纵向弹光系数, ρ_0 为材料密度。增益谱带宽 (FWHM) 与 Γ_B 有关, 有 $\Delta\nu_B = \Gamma_B / 2\pi$ 。光子寿命 $T_B = \Gamma_B^{-1} \sim 10\text{ns}$ 。

Brillouin 峰值增益几乎与抽运波长无关, 给定石英光纤的固有参数, 对于窄带宽抽运, 有峰值增益 $g_p \approx 5 \times 10^{-11} \text{m/W}$; 对于宽带宽抽运, 其峰值增益降至原来的 $[\Delta\nu_B / (\Delta\nu_B + \Delta\nu_p)]$, $\Delta\nu_p$ 为抽运光带宽, $\Delta\nu_B$ 为布里渊增益带宽。当 $\Delta\nu_p \gg \Delta\nu_B$ 时, SBS 阈值增大很多。

值得一提的是, 在光纤放大器中, 上述的布里渊抽运光即为放大器的放大信号光。

1.4.2 自相位调制 (SPM)

非线性光学介质中, 介质的折射率与入射光的光强有关, 这一现象通过自相位调制 (SPM) 来实现, 它将导致光脉冲的频谱展宽。

SPM 是自聚焦的时间模拟, 它最早是通过光脉冲在充满 CS_2 的盒子中传输时的瞬态自聚焦观察到的。1970 年, Alfano 和 Shapiro[38] 利用 ps 脉冲观察到了固体和玻璃中的自相位调制。

超短脉冲激光放大过程中的非线性效应主要表现为自相位调制, 它是光束质量下降, 是制约峰值功率进一步提高的主要因素。SPM 产生随光强变化的相位, 但脉冲形状保持不变,

掺杂光纤中高峰值功率的产生受强非线性制约, 对 ps 脉冲, 自相位调制 (SPM) 是主要的制约因素。SPM 通常使超短脉冲的频谱展宽, 其主要原因是折射率随光强的变化导致非线性相移随时间而变化。对于非啁啾脉冲, 频谱展宽一般可表示为:

$$\Delta\lambda_{\text{SPM}} \propto \frac{P_{\text{peak}} L_{\text{eff}}}{\Delta\tau A_{\text{eff}}} \quad (1.6)$$

P_{peak} —— 输入峰值功率; $\Delta\tau$ —— 脉冲持续时间即脉冲宽度;

L_{eff} —— 有效光纤长度; A_{eff} —— 有效模场面积。

频率啁啾等于负的非线性相移的一级微分:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{\text{NL}}}{\partial T} \quad (1.7)$$

SPM 所致 $\delta\omega$ 的瞬时变化有几个有趣的特点: (1) 脉冲前沿附近是负的 (红

移), 后沿附近是正的(蓝移); (2) 在高斯脉冲中心附近较大范围内, 啁啾是线性的啁啾是正的(上调啾); (3) 对有较陡前后沿的脉冲, 其啁啾显著增大; (4) 与高斯脉冲不同, 超高斯脉冲的啁啾仅发生在脉冲沿附近且不是线性变化的。

1.4.3 受激拉曼散射 (SRS)

SRS 属于受激非弹性散射, 即光场把部分能量传递给介质的受激非弹性散射, 与石英的振动激发态有关。SRS 参与的光学声子, 一个入射场的光子(抽运)的湮灭, 产生了一个下移斯托克斯频率的光子和保持能量和动量守恒的另一个具有恰当能量和动量的声子。SRS 在前向和后向皆可发生, 主要是前向。

斯托克斯波最初的发展有关系式:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s \quad (1.8)$$

式中, I_p 是抽运光强, I_s 是斯托克斯光强, g_R 是拉曼增益系数。

对石英光纤, 通过实验测得的拉曼增益谱非常宽, 带宽约为 30THz; 抽运波长在 $1.5 \mu m$ 附近时, 峰值增益 $g_R \approx 7 \times 10^{-14} m/W$, 斯托克斯频移约为 13THz。信号光波 1053nm 处, $g_R \approx 9.2 \times 10^{-14} m/W$, 以及拉曼斯托克斯波长 $\lambda_R = 1117nm$, 波长移动约 52nm。

对 SRS, 在 $\alpha L \gg 1$ 的无源单模光纤中, 抽运强度阈值可表示为:

$$I_p^{th} \approx 16(\alpha / g_R) \quad (1.9)$$

I_p^{th} 典型值约为 $10MW/cm^2$, 在泵功率约为 1W 时能够观察到 SRS。

1.4.4 非线性效应的管理方法

在激光器或放大器系统中, 受激布里渊散射、受激拉曼散射和自相位调制等的存在引起斯托克斯光的产生, 形成噪声干扰, 导致波形畸变, 造成功率耗散, 严重时影响激光的输出特性, 因此, 必须设法抑制这些非线性效应。非线性效应的管理是高功率光纤激光器和放大器中的重点和难点, 一些分别就增益光纤的几何结构、材料成分、制作工艺、工作条件等方面进行了改进的新技术、新方法相继提出, 取得了明显的效果。这些新技术包括: 一、采用大模场面积光纤, 降低纤芯强度密度抑制非线性效应, 大模场光纤的实现主要有三条技术路线: 复合导引方法 [39][40]、光子晶体方法 [41]和模式转换法 [42], 该方法已取得了卓有成效的结果; 二、改变纤芯掺杂物成分及分布抑制受激布里渊散射, 对单频信号放大而言, 主要非线性效应首先考虑SBS的抑制, 通过改变光纤介质的掺杂成分及分布而改变光波与声波场的重叠因子, 从而抑制非线性效应的产生; 三、采用纳米粒子直接掺杂技术抑制非线性效应。纳米粒子直接掺杂技术 [43]是Lekki公司发展起来的一项独特的掺杂技术, 在三个方面对非线性效应的有效抑制有益: 1) 掺杂浓度高, 达到相同增益需要的光纤长度减少; 2) 激活粒子按需要设计径向分布, 引入增益导引机制, 使基模得到最大增益, 其他高阶模得不到足够的增

益而衰减消除, 增加有效模面积; 3) 不同掺杂物可分布在纤芯和包层区的不同区域, 光波模和声波模重叠减小。纳米粒子直接掺杂技术在抑制非线性效应方面有着巨大的发展潜力; 四、应用温度场、应力场分布抑制非线性效应。光纤内的温度场和应力场等分布直接影响纤芯的材料特性, 也就影响了SBS和SRS的散射特性, 所以控制热效应引起的温度分布 [44], 人为引入应力场分布或改善抽运方式 [45], 都是抑制非线性效应的有效途径。尽管这几种方法都可有效的抑制非线性效应的发生, 但同时也存在一定的缺点, 比如大模场面积光纤可有效抑制非线性的同时引申出了多模输出, 模场弯曲畸变严重, 光束质量下降, 稳定性差等问题, 目前还没有找到有效的控制方法, 仍需在理论和实验方面的进一步探索。

1.5 DCFA 在其他领域内的应用

高功率双包层光纤放大器是目前激光领域比较活跃的研究方向之一, 其在光谱学、频率转换、医学、激光雷达、精密测量等领域都有着广泛的应用, 半导体激光抽运的双包层掺铋光纤技术使这类光源集高效、紧凑、高可靠及维修简单等诸多优点于一体, 在工业、医疗、科研、军事等领域已展现出极其诱人的应用前景。在工业加工方面, 高功率光纤激光在造船、汽车制造业这两个领域受到了相当的重视。在欧美日等发达国家, 大约 50%~70%的汽车零部件用到了激光加工技术, 并以激光焊接和激光切割为主。使用光纤激光焊接车身或船体, 可使它们的重量大大降低。在医学方面, 数瓦级的窄带掺铋光纤激光可通过自旋偏振氦气, 对像肺这样的低密度生物组织进行医学成像。利用拉曼频移及参量波长变换技术, 可由双包层光纤激光得到紫外到中红外一些波长的激光, 满足不同医学应用的要求。在国防军事领域, 由于在体积、光束质量和效率方面的优势, 脉冲光纤激光在光电对抗、激光目标指示和激光雷达等应用中具有重要的地位。

1.5.1 DCFA 在超短脉冲的啁啾脉冲放大 (CPA) 中的应用

近年来啁啾脉冲放大(CPA) 技术的发展为人类成功的提供了脉冲宽度在飞秒量级(10^{-15} s)、峰值功率达太瓦量级(10^{12} W) 的超强激光脉冲。啁啾脉冲放大的基本思想是在放大前将飞秒量级的超短脉冲展宽成数百皮秒甚至纳秒量级的啁啾脉冲, 经逐级放大后再进行压缩, 从而获得超高功率、超短脉冲的输出, 这样可以克服在放大过程中由于极高的峰值功率而对放大介质和光学元件造成的损伤, 同时也可以避免在高功率条件下由于介质的非线性效应而使压缩后脉冲质量降低, 使超短脉冲获得较为理想的放大效果。对于掺 Er 啁啾脉冲放大, 受限于其较窄的增益带宽 (10—30nm) 和光抽运转换效率 (30—40%), 掺铋光纤可提供宽的增益带宽 (>150nm), 高达 80% 的光抽运转换效率和较高的光增益和功率输出。

在啁啾脉冲放大中, 为了避免高的脉冲能量产生非线性效应, 信号的模面积必须足够大, 才能使放大器工作在饱和光通量之下, 否则脉冲将畸变。双包层光

纤放大器将抽运光耦合进光纤内包层,提高了放大器内可存储的最大能量(可以被强信号提取的最大能量),实现种子脉冲激光的高功率放大。利用啁啾脉冲放大技术已得到了脉冲宽度飞秒量级、百 μ J能量,峰值功率达太瓦量级的超强激光脉冲[46][47]。

1.5.2 DCFA 实现高功率脉冲放大

主振荡功率放大(MOPA)是实现高光束质量、高效率、高平均功率脉冲激光的一种理想方案。脉冲双包层光纤放大器也日益成为国际上研究的热点[48][49]。国外主要有英国的南安普顿大学光电研究中心、德国耶拿大学应用物理研究所、美国密歇根州大学和美国的IPG公司等对此进行了相关研究。在国内,脉冲双包层光纤放大器的研究起步较晚,目前主要的研究单位有中科院上海光机所、清华大学、中国电子科技集团第十一所和中科院西安光机所等。上海光机所、中国电子科技集团第十一所和清华大学对MOPA方式的脉冲光纤放大器进行了理论和实验研究,并取得了重要进展。根据种子光源的不同,可实现窄线宽ns、ps和fs脉冲激光的高功率放大系统。

1.5.3 DCFA 在相干组束中的应用

由于非线性、热破坏等效应的影响,单根光纤激光的输出毕竟有限。在实际应用中,特别是一些特殊应用中,对激光亮度(功率和光束质量)有非常高的要求。目前国内外的研究人员已经提出多种相干组束技术,主要有主振荡(MOPA)技术、多芯光纤自组装技术、全光纤组束技术、光谱组束技术和外腔相干组束技术。多芯双包层光纤就是一个共同的内包层中嵌埋多根掺杂的单模纤芯,这些纤芯的直径和掺杂浓度均相同,且相互间距离很近达到微米量级,抽运光同时对所有的掺杂纤芯进行抽运,多路光纤激光束距离很近在传输过程中通过瞬逝波产生耦合,实现锁相,在光纤输出端获得多路光纤激光。光谱组束受光功率激光光谱纯度及光栅能承受的功率限制;相干组束受光纤内激光自相位调制等非线性效应的限制。目前,IPG公司将多个100瓦级光纤激光器的输出直接并束,实现几千瓦甚至上万瓦的光纤激光系统,但相对于单根光纤激光来说,这种组束系统的光束质量变差。2007年,美国Aculight Corp报道了采用MOPA和光谱组束技术得到功率522W,效率93%的激光输出[50]。如图1.23所示。

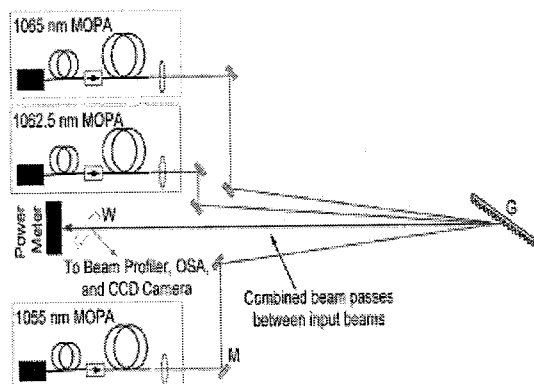


图 1.23 MOPA 和光纤组束技术的高功率激光

1.6 总结

本章首先介绍了惯性约束核聚变的概念及其国际上的发展概况,然后介绍了光纤光学系统在惯性约束核聚变的应用,重点介绍了美国 NIF 装置的光纤光学系统和我国神光 II 前端系统的研究进展。掺 Yb^{3+} 光纤能级结构简单,具有很宽的增益带宽和吸收带宽,具有其他掺杂光纤不具备的优点,被应用于惯性约束核聚变的前端系统中。随着双包层光纤及包层抽运技术的发展,高功率光纤激光器或放大器也获得了快速的发展,但其非线性效应严重影响了其激光输出特性,限制了激光功率的进一步提高,本章简单介绍了双包层光纤的结构和几种包层抽运技术的特点,同时介绍了几种主要的非线性效应及其管理方法;最后介绍了 DCFA 在其他领域内的应用。

2 掺镱双包层光纤放大器 (YDDCFA) 传输方程的建立

2.1 引言

稳态掺镱双包层光纤放大器和激光器完整理论模型的建立应包含有抽运功率、信号功率、放大自发辐射 (ASE)、后向瑞利散射 (RBS)、非线性效应项和上能级粒子数。双包层光纤放大器有很高的单程增益,但自发辐射功率消耗了大量的反转粒子数,严重时可引起放大器的自饱和效应;此外,放大器中的非线性效应也会严重影响放大器的增益。

针对光纤放大器和激光器的理论模型有很多,主要有速率方程法、密度矩阵法(半经典理论)及全量子处理法等。早期的理论模型 [51] 主要将抽运光和信号光作为平面波处理,且没有考虑放大的自发辐射 (ASE) 对放大器的影响,其简单的公式构建了放大器的分析基础。J.F. Marcereau [52] 等人提出了包含有信号光、ASE 和反转粒子数的完整模型。Hardy 等人推导了一系列解析式用来描述信号光、ASE 和瑞利散射的稳态特性,但这些解析式只可用于连续光输入信号,单向抽运,且输入信号和抽运功率被限定在一定的范围内 [53][54][55]。Yong Wang 进一步扩展模型到 KW 量级 [56], 包含了系统的热效应和拉曼作用。

本章主要研究掺镱双包层光纤放大器 YDDCFA 的基本稳态特性。首先建立了掺 Yb^{3+} 双包层光纤放大器的二能级理论模型,包含了信号波长附近一定波段范围内的放大自发辐射 (ASE)。利用有限差分法,数值分析了小信号放大和功率放大时的增益特性以及放大自发辐射 (ASE) 的功率特性和光谱特性;并针对双包层光纤放大器作为功率放大的应用,在忽略 ASE 的情况下,建立了掺镱双包层光纤放大器的工程化模型,推导出增益和最优光纤长度的解析解。

2.2 掺镱双包层光纤放大器 (YDDCFA) 二能级模型的建立

2.2.1 YDDCFA 理论模型的建立

由第一章中 1.3.1 节可知, 镱粒子能级可看为简单的二能级系统, 忽略激发态吸收, 同时忽略偶极子的相互作用、团簇、浓度淬灭等效应, 这些现象通常仅发生在具有相当高掺杂浓度的光纤中。

假定抽运光功率 $P_p(z)$ 在内包层中的分布是均匀的, 同时激光上下能级的粒子数密度为 N_2 、 N_1 , 总粒子数密度 N 在光纤纤芯中的分布也是均匀的。考虑信号波长附近一定波段范围内的放大自发辐射 (ASE), 有双包层光纤放大器的稳态理论模型为 [58]~[61]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} = & \frac{\Gamma_p \lambda_p}{hcA} [\sigma_a(\lambda_p) N_1 - \sigma_e(\lambda_p) N_2] P_p(z) - \frac{N_2}{\tau} \\ & + \sum_k \frac{\Gamma \lambda_k}{hcA} [\sigma_a(\lambda_k) N_1 - \sigma_e(\lambda_k) N_2] P(z, \lambda_k) \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$N = N_1 + N_2 \quad (2.2)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z, \lambda_p)}{dz} = -\Gamma_p [\sigma_a(\lambda_p) N_1 - \sigma_e(\lambda_p) N_2] P_p^\pm(z) - \alpha(\lambda_p) P_p^\pm(z) \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP^\pm(z, \lambda_k)}{dz} = & \Gamma [\sigma_e(\lambda_k) N_2 - \sigma_a(\lambda_k) N_1] P_k^\pm(z, \lambda_k) - \alpha(\lambda_k) P_k^\pm(z, \lambda_k) \\ & + 2\sigma_e(\lambda_k) N_2 \frac{hc^2}{\lambda_k^3} \Delta\lambda \end{aligned} \quad (2.4)$$

其中, $P_p^\pm(z, \lambda_p)$ 表示抽运光功率, 和 $P^\pm(z, \lambda_k)$ 表示波长 λ_k 处的 ASE 功率 (± 表示正向和反向), 当 $k=s$ 时, 由于信号光功率远大于 ASE, ASE 可看作为背景噪声, 故信号光功率可表示为 $P(z, \lambda_s)$ 。 $\alpha(\lambda)$ 表示波长 λ 处的散射损耗。 Γ_p 、 Γ 分别表示抽运光和 ASE 的填充因子。对于双包层光纤而言, 抽运光被耦合进光纤的内包层, 有 $\Gamma_p \approx A/A_c$, 其中 A 是双包层光纤纤芯的横截面积, A_c 是内包层的横截面积 (包含纤芯的横截面积)。 σ_e 和 σ_a 表示镱粒子的吸收和发射截面。 c 是光速, τ 为激光上能级粒子寿命, h 为普朗克常数。方程 (2.4) 等式右边的第三项与镱 (Yb^{3+}) 的自发辐射有关。

速率方程 (2.1)~(2.4) 描述了双包层光纤放大器工作在稳态时的情况, 但方程没有简单的解析解, 只能靠计算机数值模拟。反向 ASE 的引入使速率方程组的计算变成双边值问题, 以前向抽运的放大器为例, 此时需要考虑的边值条件有:

$$\begin{cases} P_p(0) = P_p^{in}, P_s(0) = P_s^{in} \\ P^+(0, \lambda_k) = 0, P^-(L, \lambda_k) = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

沿光纤前后向进行反复迭代。对于两点边值问题，要掌握这样的原则：正向计算的结果（ $z=L$ ）作为反向计算的初值，然后从后向前迭代，直到最后相邻两次迭代的结果之差满足特定精度即可以停止计算，迭代总次数由收敛的快慢决定[62]。

具体迭代过程如下：

对于稳定情况下，开始计算时可选择除了边值条件以外的所有位置正向和反向功率的初始值为零，因为传输方程中包含有自发辐射项，经过一段时间的计算，就会产生正反向 ASE。

首先计算正向功率传输方程，初始条件 $P_p(0) = P_p^{in}$ ， $P_s(0) = P_s^{in}$ ， $P^+(0, \lambda_k) = 0$ ，记录下光纤中各点的正向传输功率；

其次，固定光纤中正向传输的功率 $P_p(z)$ ， $P_s(z)$ 和 $P^+(z, \lambda_k)$ 不变，利用反向初始条件 $P^-(L, \lambda_k) = 0$ 计算反向功率传输方程和粒子数方程，得到光纤中反向传输的功率分布；

然后固定反向传输功率 $P^-(z, \lambda_k)$ 和正向初始条件 $P_p(0) = P_p^{in}$ ， $P_s(0) = P_s^{in}$ ， $P^+(0, \lambda_k) = 0$ ，再次计算正向传输速率方程和粒子数方程。

依次类推，直到功率分布稳定，抽运光、信号光和 ASE 功率通过粒子数方程联系起来，得到稳定的上能级反转粒子数分布，即相应的光纤中抽运光、信号光和 ASE 功率等也达到稳定分布，边界条件也自然得到满足。

对于后向抽运和双向抽运，基本上和前向抽运计算过程类似，初始条件可统一表示为：

$$P_p^+(0) = P_1 \quad P_p^-(L) = P_2 \quad (2.6)$$

$$P^+(0, \lambda_s) = P_{s1} \quad P^-(L, \lambda_s) = P_{s2} \quad (2.7)$$

$$P^+(0, \lambda_k) = 0 \quad P^-(L, \lambda_k) = 0 \quad k = 1, \dots, K \quad k \neq s \quad (2.8)$$

前向抽运时： $P_1 \neq 0, P_2 = 0$ ，后向抽运时： $P_1 = 0, P_2 \neq 0$ ，双向抽运时 $P_1 \neq 0, P_2 \neq 0$ ，信号光类似。

由于 ASE 光谱轮廓随波长起伏很大，所以求解时需将 ASE 光谱分成若干等频带，以 λ_k 为中心波长，等间隔分为 K 个频带， $k = 1, \dots, K$ 。当要求高光谱分辨率时可取 $\Delta\lambda = 1\text{nm}$ 。采样间隔越小，总的速率方程数越多，计算量越大，耗时时间也很长，这在实际工程应用中是不实用的，为了缩短计算时间，在工程计算中，可采取 1) 只需在 975nm 附近频率间隔取 1nm，而在 ASE 光谱起伏较小的其他波长处间隔则取几个或几十个 nm；2) 采用有效 ASE 带宽 [63] 的概念，用几个有效 ASE 带宽来代替整个 ASE 光谱，可极大的减少速率方程的个数，提高计算速度。

何时在模型中考虑 ASE 的影响呢？这是放大器理论模拟中的一个难题，一般来说，放大器峰值增益在 30—40dB 的情况下，较大的 ASE 功率消耗大量的上能级粒子数，必须考虑 ASE 的影响，而在增益小于 20dB 的情况下，可忽略 ASE 的影响。

2.2.2 填充因子的计算

光场和处于 i 能级激活离子间的有效填充因子 [64][65]

$$\Gamma_{g,i} = \frac{A_{eff} \int I_g(r, \phi, z) N_i(r, \phi, z) dA}{P_g \int N_i(r, \phi, z) dA} \quad (2.9)$$

其中， $N_i(r, \phi, z)$ 为 i 能级的粒子数浓度， A_{eff} 为等效掺杂面积。对于均匀掺杂光纤 $A_{eff} = \pi b^2$ ，b 为掺杂纤芯半径。

下标 g 表示光场 ($g=p, s, k$)，从上式可以看出，填充因子 $\Gamma_{g,i}$ 是①能级的函数，因为处于不同能级激活离子的分布是不同的。②光功率的函数，因为激活粒子在各能级间的分布随光功率的不同而不同。③光波长的函数，因为不同波长的光场分布是不同的。

对于双包层光纤，如果信号光、自发辐射光场都是基模 LP_{01} 模，均可用半径为 w 的高斯函数来近似，并且有 $b \leq w$ ，那么可近似认为信号光和放大自发辐射的填充因子与光功率无关，用统一的 Γ 表示，其大小可近似计算为：

$$\Gamma = 1 - \exp(-2b^2/w^2) \quad (2.10)$$

w 为基模光斑半径，定义为 [66]：

$$w = b(0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6}) \quad (2.11)$$

V 为光纤的归一化频率，对于阶跃型光纤有定义为

$$V = \frac{2\pi b}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi b}{\lambda} NA \quad (2.12)$$

NA 为纤芯的数值孔径。由上式(2.10)(2.11)(2.12)可计算出信号光和放大自发辐射的填充因子。

与普通单模光纤不同的是，对于双包层光纤，抽运光是耦合进半径远大于基模光斑半径的内包层中，故抽运光的填充因子可由 $\Gamma_p \approx A/A_c$ 计算得到。

假设双包层光纤纤芯直径为 6.5um，数值孔径为 0.12，内包层直径为 130um，计算可得到抽运光填充因子 $\Gamma_p = 0.0025$ ，信号光和放大自发辐射填充因子 $\Gamma = 0.81$ 。对于纤芯 20um，内包层 400um 的大模场面积光纤，纤芯数值孔径 0.06，可近似得到 $\Gamma_p = 0.0025$ ， $\Gamma = 0.92$ 。

2.3 数值模拟结果

下面用数值方法对双包层光纤放大器连续光放大时的增益和放大自发辐射(ASE)特性进行理论模拟。双包层光纤参数为纤芯模场直径(MFD)为6.5 μm ,数值孔径NA 0.12,内包层直径分别为130 μm ,数值孔径NA 0.46。主要参数如表2.1所示。抽运光中心波长915nm,带宽5nm。信号种子光波长为1053nm。

表 2.1 模拟采用的主要参数

λ_p	915nm	D_{core}	6.5 μm
λ_s	1053nm	N	$1 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
λ_1	1019nm	Γ_p	0.0025
λ_K	1101nm	Γ	0.81
$\sigma_a(\lambda_p)$	$7.92 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	α	0.003 m^{-1}
$\sigma_e(\lambda_p)$	$2.79 \times 10^{-26} \text{ m}^2$	$\Delta\lambda$	1 nm
$\sigma_a(\lambda_s)$	$9.40 \times 10^{-27} \text{ m}^2$	$\sigma_a(\lambda)$	see Ref. [15]
$\sigma_e(\lambda_s)$	$3.77 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	$\sigma_e(\lambda)$	see Ref. [15]
τ	0.90ms		

2.3.1 YDDCFA 的增益特性

图 2.1所示为不同抽运功率、不同信号输入功率和不同激活光纤长度下,YDDCFA的增益特性。图 2.1(a)所示为双包层光纤长度10m,不同输入信号下,增益随抽运功率的变化特性,可看出,在相同的输入信号功率下,增益随抽运功率的增加而饱和,输入信号功率越小,饱和增益越高,且对于同一放大器,不同信号输入功率下,有相同的阈值抽运输入功率,图中所示约为0.3W。图 2.1(b)所示为YDDC光纤10m,不同抽运功率下,放大器增益随输入信号功率的变化特性。随着信号输入功率的增加增益逐渐减小,可以看出,抽运功率越高,饱和增益越高。小信号增益变化不大,而大信号增益几乎呈线性减小。图 2.1(c)为不同抽运功率、不同信号输入功率下,增益随光纤长度的变化特性。可以看出,不同抽运功率不同输入信号功率下,与最大增益所对应的最佳YDDC光纤长度是不同的,抽运功率越高,或输入信号功率越低,对应的最佳光纤长度越长,可达到的饱和增益越高。

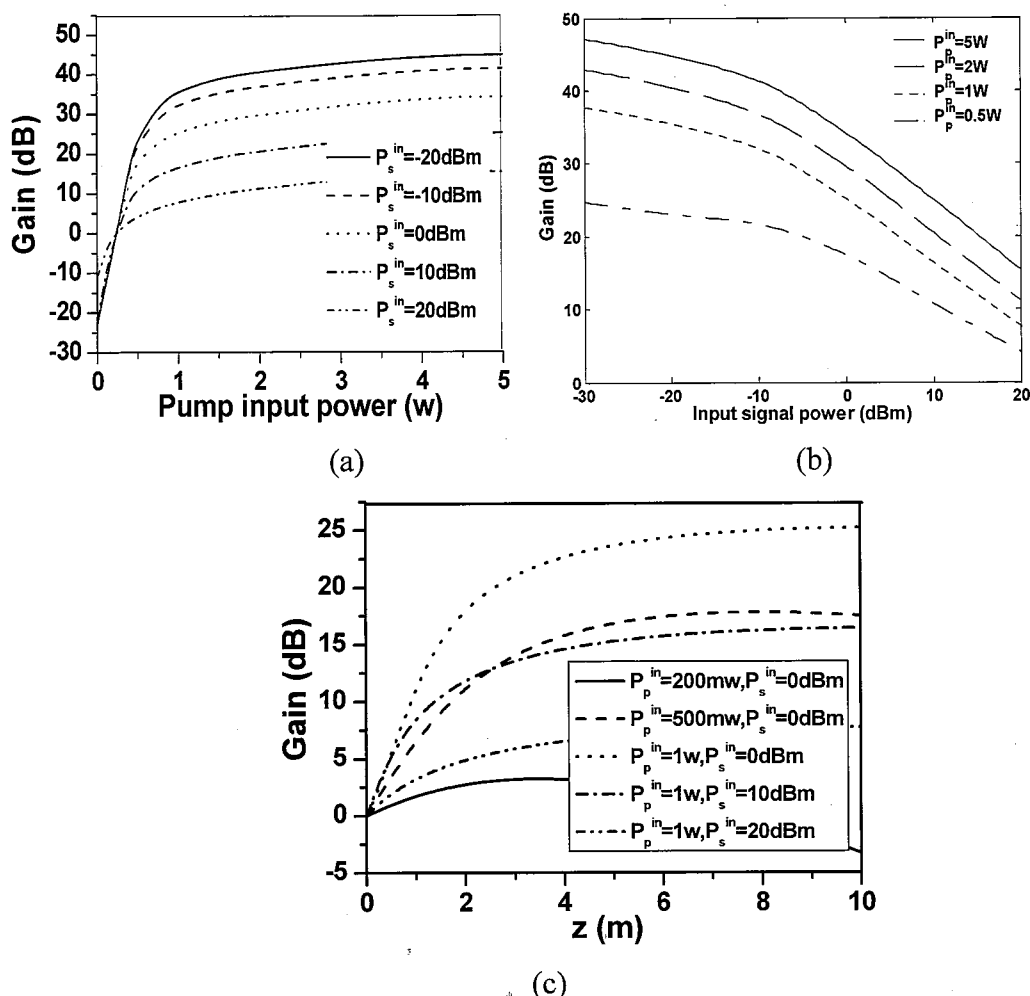


图 2.1 不同抽运功率、不同输入信号功率及不同激活光纤长度下, YDDCFA 的增益特性

图 2.2所示为不同抽运方式对YDDCFA输出功率和信号增益的影响。图 2.2 (a) 所示为不同抽运方式下, 正反向输出功率随输入信号功率的变化。由于越靠近抽运端上能级粒子反转数越高, 可以看出抽运方式对ASE的输出功率有很大的影响。对于不同的输入信号光功率, 正向输出功率(包含ASE和信号光功率)后向抽运时最大、前向抽运时最小; 而反向输出功率则有相反的变化规律。随着输入功率的增加, 不同抽运方式下输出功率的变化规律是一样的。小信号放大时($<5\text{dBm}$)后向抽运时有较高的前向输出功率和较低的反向输出功率; 而大信号放大时($>10\text{dBm}$)时, 前后向输出功率几乎与抽运方式无关。同样可看出, 前向抽运时的输出信噪比较高。图 2.2 (b) 所示为输出信号功率的变化特性, 可以看出输入信号功率 $<10\text{dBm}$ 时, 输出信号功率后向抽运时最大, 而前向抽运时最小, 双向抽运时在两者之间。若想输出信号功率较大, 应尽量采用后向抽运的方式; 而当输入信号功率 $>10\text{dBm}$ 时, 相同输入信号功率、不同抽运方式的总输出

信号功率是相同的,即在此情况下,无需考虑抽运方式对放大器增益的影响。图 2.2 (c) 为不同输入信号功率下,放大器增益随输入信号功率的变化。与 (b) 中所示规律相同,相同输入信号功率下,小信号时后向抽运的增益最大,正向最小,大信号 $>10\text{dBm}$ 时,增益与抽运方式无关。

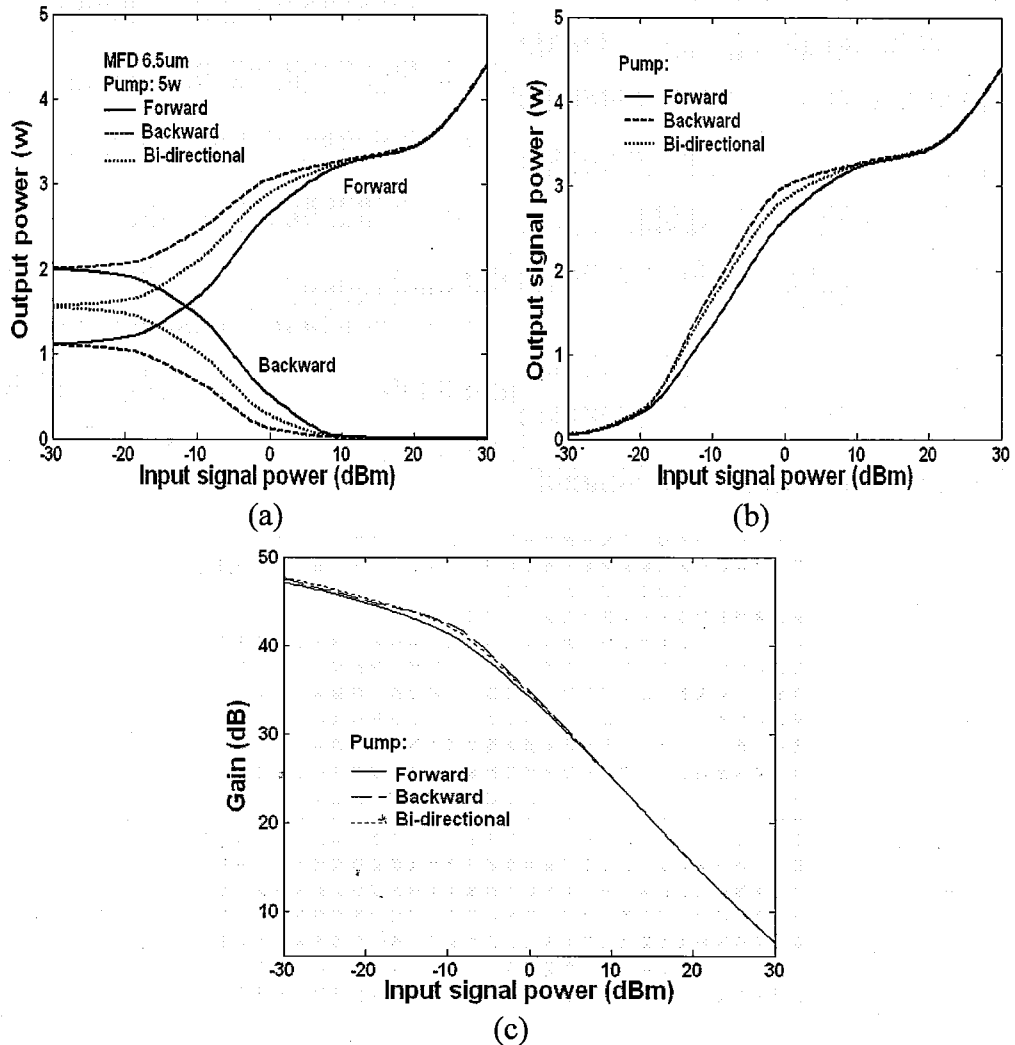


图 2.2 不同抽运方式下, (a) 正反向输出功率 (包含 ASE); (b) 输出信号功率, (c) 增益随输入功率的变化特性

图 2.3 为抽运源中心波长 973.3nm , 双包层光纤长度 8m 下, 放大器增益随输入信号功率的变化特性。其特性与抽运波长 915nm 时相同。

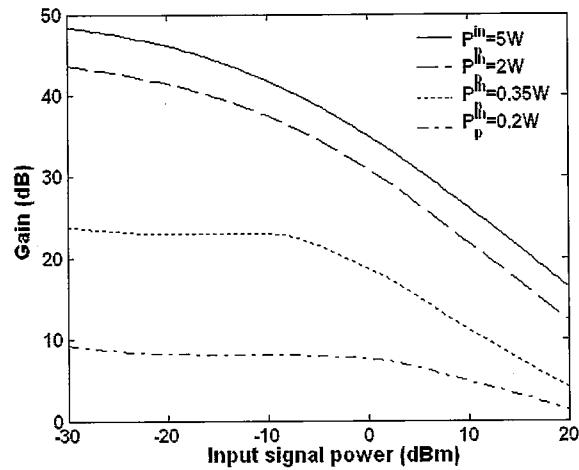


图 2.3 中心波长 973.3nm 不同抽运功率下, 增益随输入信号功率的变化特性

2.3.2 YDDCFA 中 ASE 变化特性研究

2.3.2.1 ASE 功率变化特性

图 2.4—图 2.6所示为不同抽运方式、不同抽运功率和波长时抽运光、ASE 功率和上能级粒子数随光纤长度的分布特性。

从图 2.4(a)、(b)、(c)中可以看出: 中心波长 915nm 前向抽运 5W、后向抽运 5W 和前后向抽运均 2.5W 时抽运光、ASE 功率和上能级粒子数沿光纤长度存在不同的分布特性。前向 $z=4\text{m}$ 、后向 $z=6\text{m}$ 和双向抽运 $z=5\text{m}$ 时对应于上能级粒子数峰值位置和 ASE 的最小位置, 抽运功率呈指数衰减并在 ASE 最小值处略有偏移, 抽运方式只影响上能级粒子数峰值位置, 对其形状没有影响。上能级粒子数在 YDDC 光纤两端分布较低, 主要是因为 $z=0$ 处反向 ASE 功率较强, 消耗了大量的上能级粒子数, 同时 $z=L$ 处低抽运强度和强正向 ASE 功率也使此处的 N_2 减少。对于前向抽运, 反向 ASE 功率约为正向 ASE 功率的两倍, 而双向等功率对称抽运时, ASE 功率和上能级粒子数分布也呈现对称性。图 2.4(a) 和图 2.5 为不同抽运功率时的分布特性, 通过可以发现, 抽运功率 5W 和 2W 时, 总 ASE 功率占抽运功率的比值分别为 $\sim 64\%$ 和 50% , 两者的存储能量基本相同, 所以在某种程度上可认为增加抽运功率, 只会以 ASE 形式损失掉, 而不会增加其存储能量。图 2.4(a) 和图 2.6 分别对应于 915nm 和 973.3nm 抽运波长时放大器各参数的分布特性, 由于 973.3nm 处的吸收截面约为 915nm 处的 5 倍, 与 915nm 抽运时相比, 其抽运吸收衰减更快, 上能级粒子数 N_2 的峰值位置靠前, 约在 $z=2\text{m}$ 处, 同时反向 ASE 功率更强和正向 ASE 减弱。故采用具有更高吸收截面的抽运波长做为抽运源时, 应适当的增加信号输入功率, 以抑制反向 ASE 的过快增长而损耗放大器存储能量。

以上ASE功率的变化特性都是在双包层光纤 10m的情况下模拟的。正反向ASE都在传输过程中逐渐被放大，但若我们在一定的抽运功率下，继续增加激活光纤的长度，就会发现，反向ASE仍是不断放大，而正向ASE会先随光纤加长而增加，直至最大值，随后随激活光纤的加长而逐渐降低，这是由于在光纤前端产生的正向传输的ASE在光纤末端抽运强度较弱的地方重新被吸收引起的。且抽运功率越高，最大正向ASE输出功率所对应的光纤长度越长。如图 2.7所示。这里对于ASE功率输出最大光纤长度的优化，对于制作超荧光光源等具有重要意义。

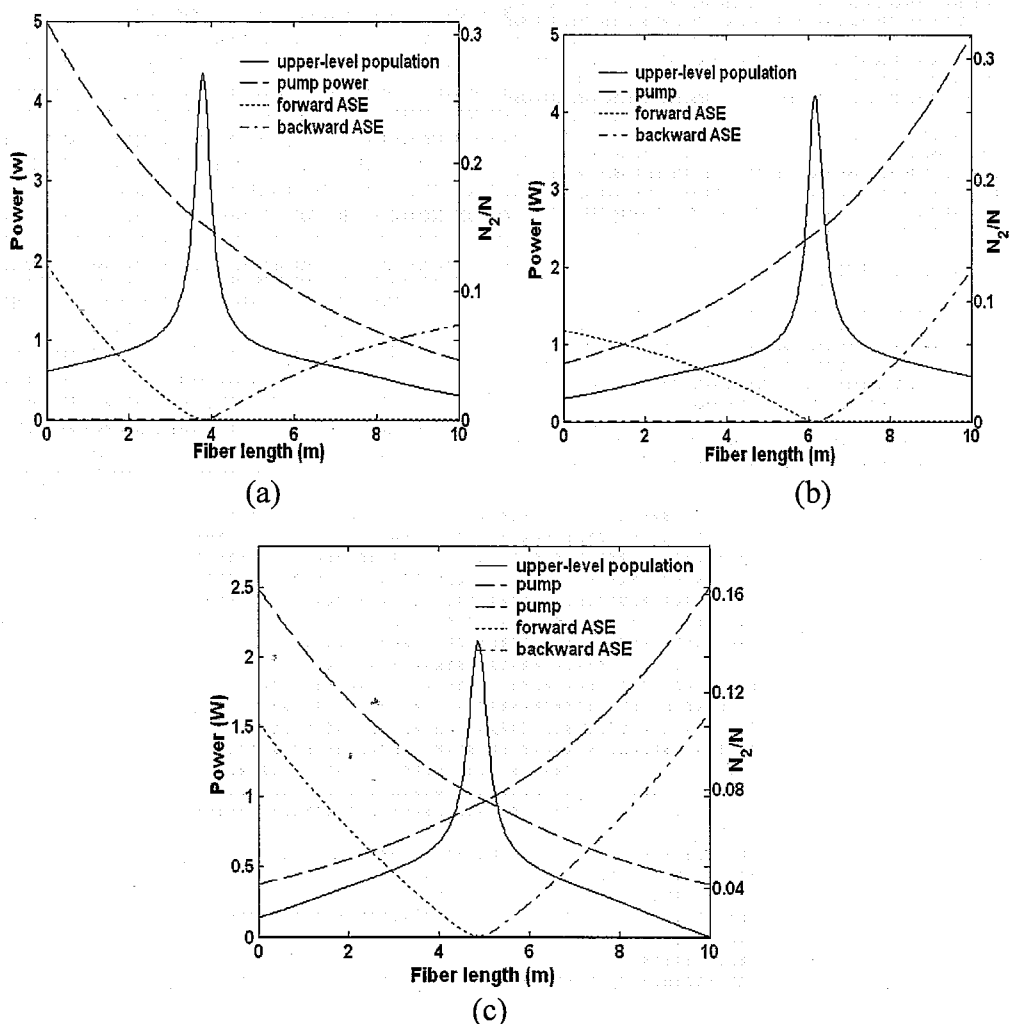


图 2.4 中心波长 915nm 前向(a)、后向(b) 抽运功率 5W 和前后向抽运功率均 2.5W(c)时，抽运光、正反向 ASE 功率和上能级粒子数分布随光纤长度的变化

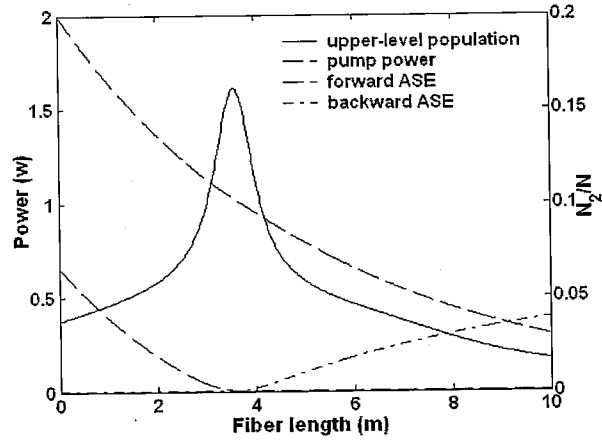


图 2.5 中心波长 915nm 前向抽运功率 2W 时, 抽运光、正反向 ASE 功率和上能级粒子数分布随光纤长度的变化

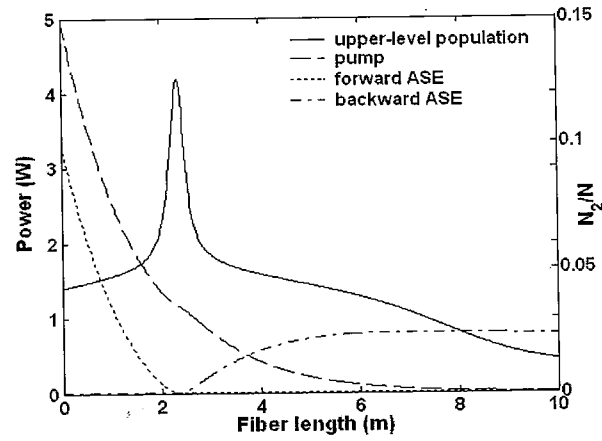


图 2.6 中心波长 973.3nm, 前向抽运功率 5W 时, 抽运光、正反向 ASE 功率和上能级粒子数分布随光纤长度的变化

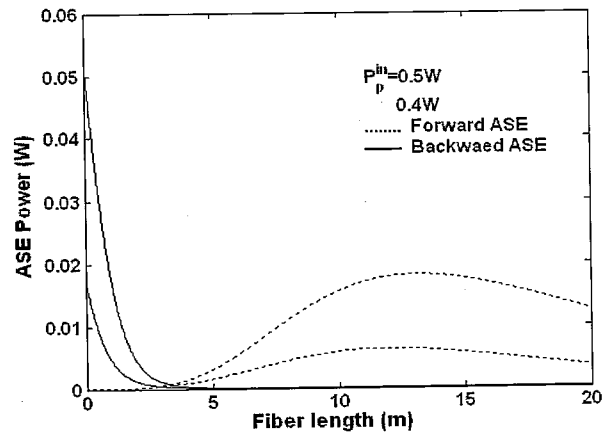


图 2.7 抽运功率不同时, ASE 功率随光纤总长度的变化

2.3.2.2 ASE 光谱的变化特性

掺镜双包层光纤 10m, 抽运中心波长 915nm。图 2.8 为不同抽运功率 (0.5W, 2W, 5W, 10W) 正反向 ASE 的光谱变化。从正向输出谱轮廓随抽运功率的演化可以发现, YDDCF 对不同波长的再吸收量是不同的, 这其实是由不同波长各自的吸收和发射截面大小决定的。当抽运功率较小时, 正反向 ASE 谱主要以波长 1080nm 为主, 随着抽运功率的增加, 1040nm 处 ASE 功率逐渐增强, 且后向 ASE 要比前向增长要快。只是因为当抽运功率较低时, 较短波长的 ASE 存在再吸收现象, 而随着抽运功率的增加, 这种再吸收现象逐渐被强 915nm 抽运光抑制而逐渐增强。若抽运功率继续增强, 1080nm 处的峰值将逐渐下降, 并转移到 1040nm 处。

图 2.9 为抽运功率 5W, 不同抽运方式下正反向 ASE 的光谱分布。由于零信号输入时, 正反向抽运本质是相同的, 故前向抽运时的正向 (反向) ASE 光谱与后向抽运时反向 (正向) ASE 光谱相同, 而双向等功率抽运时, 由于其抽运功率的对称性, 正反向 ASE 光谱也呈对称性, 光谱中 1080nm 峰强于 1040nm 处。

图 2.10 为不同抽运波长下, 正反向 ASE 的光谱分布。通过比较可以发现, 由于 915nm 和 970nm 的吸收截面差别不大, 故其 ASE 光谱差别也不大, 而 973.3nm 的吸收截面约为前两者的 5 倍, 故其 ASE 谱分布存在很大的不同, 与前两者相比, 抽运波长为 973.3nm 时, 正向 ASE 功率较低, 光谱分布相同, 而反向 ASE 其主要光谱成分转移到 1040nm 处, 且其功率较强, 这与前面图 2.6 分析的结果是一致的。

图 2.11 为中心波长 915nm 前向抽运功率 5W 时, 不同输入信号功率下, 正向 (包含信号光) 光谱和反向 ASE 的光谱分布。信号光中心波长 1053nm, 信号输入功率 1uW 时, 此时功率较小, 不足以抑制其他波长 ASE 的产生, 其光谱与零输入时的光谱一致, 随着输入信号功率的增加, 可发现正反向 ASE 功率明显下降, 强信号功率在竞争中占优势, 抑制了 ASE 的产生, 输入功率 2mW 时, 后向 ASE 1040nm 峰大于 1080nm 处, 当输入信号功率增至 20mW 时, ASE 功率继续降低, 且后向 ASE 的主要光谱成分转移至 1080nm 处。且从图 2.12 可以看出, 随着输入信号功率的增加, 正向 ASE 逐渐得到抑制, 光谱峰值在 1080nm 处。

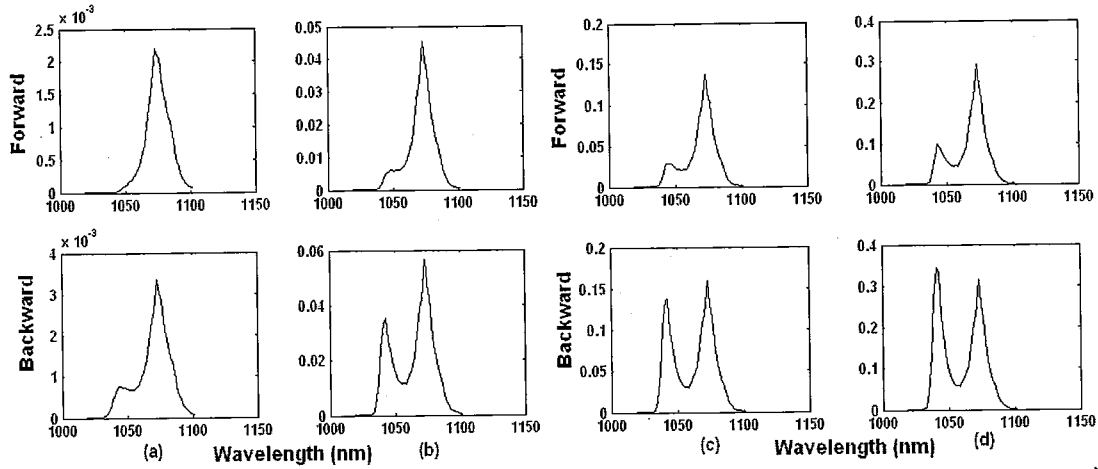


图 2.8 不同抽运功率下, (a) 0.5W, (b) 2W, (c) 5W, (d) 10W, ASE 的光谱分布

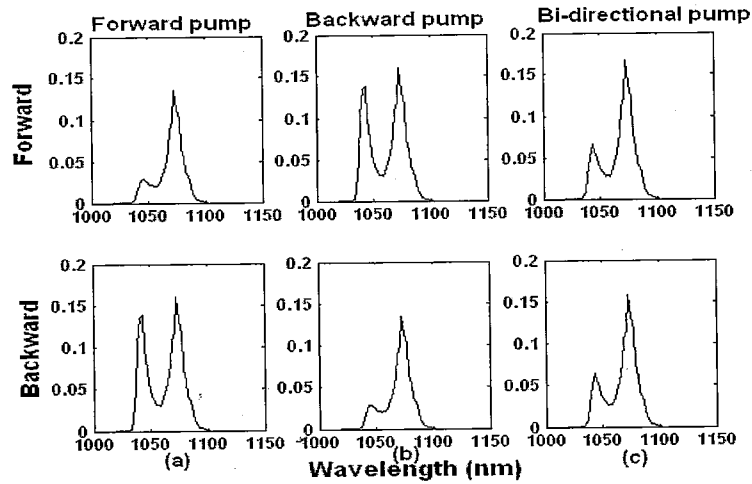


图 2.9 不同抽运方式下, 正反向 ASE 的光谱变化

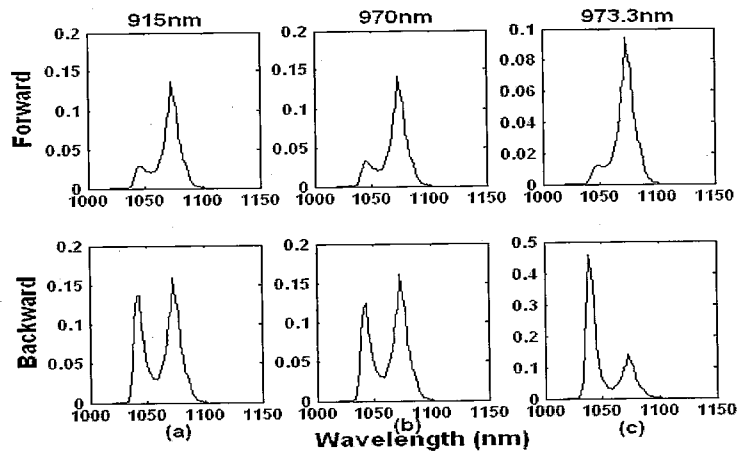


图 2.10 不同抽运波长下, 正反向 ASE 光谱的变化

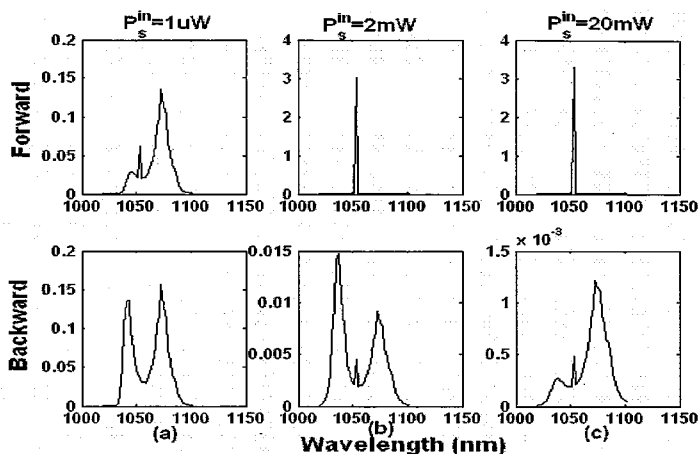


图 2.11 不同输入信号功率下，正向（包含信号光）光谱和反向 ASE 光谱变化

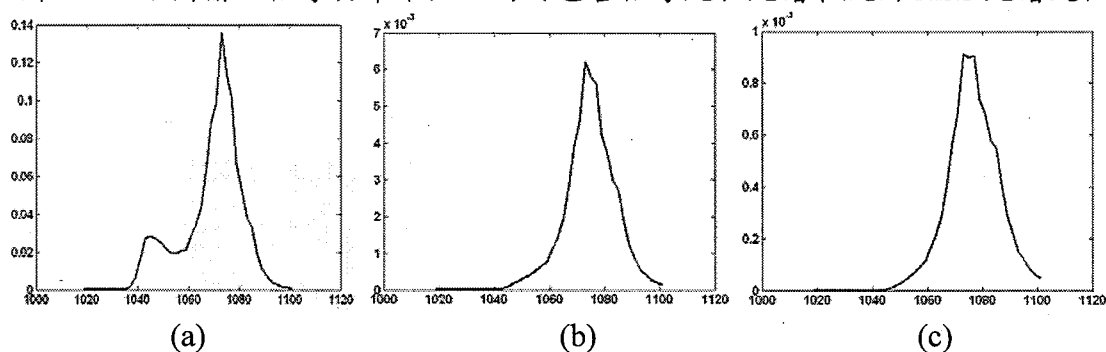


图 2.12 不同输入信号功率下，(a) 1uW，(b) 2mW，(c) 20mW，正向 ASE 光谱变化

2.4 掺镜双包层光纤放大器的解析模型

虽然严格的双包层光纤放大器理论模型可以成功的描述出光纤放大器的绝大多数特性，但却不利于直观的看出放大器增益同光纤参数、信号功率、抽运功率和波长等物理量之间的关系。为了便于双包层光纤放大器的设计，在分析中常常忽略次要因素，这样就可以得到增益的解析关系式。

2.4.1 小信号放大时的增益：

光纤放大器的模型可进一步简化，除了假设掺杂均匀和无损耗外，由于是小信号放大，可不考虑 ASE 和信号光功率对反转粒子数速率方程的影响，此时功率传输方程为：

$$\frac{dN_2(z)}{dt} = \frac{\Gamma_p}{h\nu_p A} [\sigma_{ap} N_1(z) - \sigma_{ep} N_2(z)] P_p(z) - \frac{N_2(z)}{\tau} \quad (2.13)$$

$$N = N_1 + N_2 \quad (2.14)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\Gamma_p[\sigma_{ap}N_1(z) - \sigma_{ep}N_2(z)]P_p(z) \quad (2.15)$$

考虑(2.13)的稳态条件得

$$\Gamma_p[\sigma_{ap}N_1(z) - \sigma_{ep}N_2(z)]P_p(z) = \frac{h\nu_p A}{\tau} N_2(z) \quad (2.16)$$

将(2.16)代入(2.15)得

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\frac{h\nu_p A}{\tau} N_2(z) \quad (2.17)$$

将(2.14)(2.17)代入(2.16), 两边同时对z从0到L积分得到:

$$\ln\left(\frac{P_p(L)}{P_p(0)}\right) = -\Gamma_p\sigma_{ap}NL - \frac{P_p(L) - P_p(0)}{P_p^{sat}} \quad (2.18)$$

其中

$$P_p^{sat} = \frac{h\nu_p A}{\Gamma_p\tau(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})} \quad (2.19)$$

放大器的单程增益指数

$$g(z) = \Gamma_s(\sigma_{es}N_2 - \sigma_{as}N_1) \quad (2.20)$$

利用式(2.14)(2.17)并对单程增益指数积分得

$$\int_0^L g(z)dz = \Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})\frac{\tau}{Ah\nu_p}(P_p(0) - P_p(L)) - \Gamma_s\sigma_{as}NL \quad (2.21)$$

则放大器的增益

$$\begin{aligned} G = P_s(L)/P_s(0) &= \exp \int_0^L g(z)dz \\ &= 4.34\Gamma_s \left\{ \frac{(\sigma_{es} + \sigma_{as})\tau(P_p(0) - P_p(L))}{Ah\nu_p} - \sigma_{as}NL \right\} dB \end{aligned} \quad (2.22)$$

可见, 小信号放大时, 有效纤芯截面 A 越小, 信号光填充因子 Γ_s 越大, 抽运吸收越多 ($P_p(0) - P_p(L)$), 小信号增益越大, 且与信号光功率无关。

2.4.2 功率放大器的增益

仍假设掺杂均匀, 不考虑 ASE, 当光纤激光器运行在激光阈值之上和光纤放大器的输入信号功率远大于等效的 ASE 输入功率时, 这种假设是合理的。此时粒子数速率方程中要考虑信号光的影响。

$$\begin{aligned} \frac{dN_2(z)}{dt} &= \frac{\Gamma_p}{h\nu_p A}[\sigma_{ap}N_1(z) - \sigma_{ep}N_2(z)]P_p(z) - \frac{N_2(z)}{\tau} \\ &\quad + \frac{\Gamma_s}{h\nu_s A}[\sigma_{as}N_1(z) - \sigma_{es}N_2(z)]P_s(z) \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\Gamma_p[\sigma_{ap}N_1(z) - \sigma_{ep}N_2(z)]P_p(z) \quad (2.24)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \Gamma_s[\sigma_{es}N_2(z) - \sigma_{as}N_1(z)]P_s(z) \quad (2.25)$$

由(2.24)(2.25)，并考虑(2.23)的稳态条件得

$$N_2(z) = \tau \left(-\frac{1}{h\nu_p A} \frac{dP_p}{dz} - \frac{1}{h\nu_s A} \frac{dP_s}{dz} \right) \quad (2.26)$$

将(2.26)式代入(2.25)，并对等式两边 z 从 0 到 L 积分得信号光的方程

$$\ln \left(\frac{P_s^{out}}{P_s^{in}} \right) = \Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})\tau \left[\frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{Ah\nu_p} - \frac{P_s^{out} - P_s^{in}}{Ah\nu_s} \right] - \Gamma_s\sigma_{as}NL \quad (2.27)$$

同理可得到抽运光方程

$$\ln \left(\frac{P_p^{out}}{P_p^{in}} \right) = \Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})\tau \left[\frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{Ah\nu_p} - \frac{P_s^{out} - P_s^{in}}{Ah\nu_s} \right] - \Gamma_p\sigma_{ap}NL \quad (2.28)$$

由(2.27)式导出抽运吸收功率或吸收的抽运功率

$$P_p^{in} - P_p^{out} = \frac{Ah\nu_p}{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})\tau} [\ln(G) + \alpha_s L] + \frac{\nu_p}{\nu_s} P_s^{in}(G-1) \quad (2.29)$$

$$\text{其中 } \alpha_{p,s} = \Gamma_{p,s}\sigma_{ap,s}N \quad (2.30)$$

然后代入(2.28)式，得到增益的超越方程

$$\begin{aligned} P_p^{in} - P_p^{out} \exp \left[\frac{\Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})}{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})} (\ln G + \alpha_s L) - \alpha_p L \right] \\ = \frac{Ah\nu_p}{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})\tau} (\ln G + \alpha_s L) + \frac{\nu_p}{\nu_s} P_s^{in}(G-1) \end{aligned} \quad (2.31)$$

进一步简化为

$$P_p^{in} - P_p^{in} \exp \left[\frac{P_s^{CS}}{P_p^{sat}} (\ln G + \alpha_s L) - \alpha_p L \right] = P_s^{CS} (\ln G + \alpha_s L) + \frac{\nu_p}{\nu_s} P_s^{in}(G-1) \quad (2.32)$$

定义

$$P_p^{sat} = \frac{h\nu_p A}{\Gamma_p \tau (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})} \quad (2.33)$$

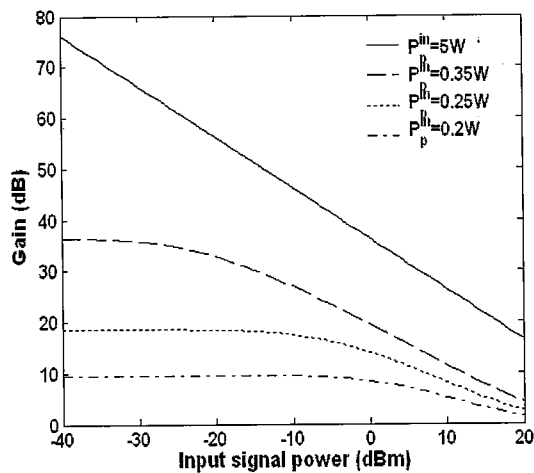
$$P_s^{CS} = \frac{h\nu_p A}{\Gamma_s \tau (\sigma_{as} + \sigma_{es})} \quad (2.34)$$

上式(2.32)计算了一个高效YDDCFA增益解析式，可迅速计算出放大器增益与抽运功率、信号输入功率、光纤长度、掺杂浓度等之间的关系。理论模拟中，双包层放大器的信号波长为 1053nm，抽运为 973.3nm，双包层光纤纤芯模场直

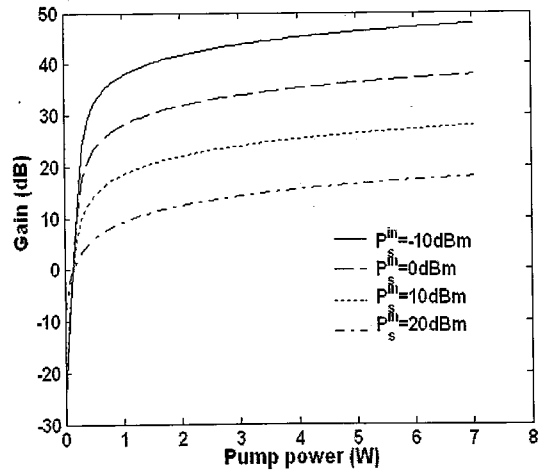
径 $6.5\mu\text{m}$ ，数值孔径 0.12，内包层直径 $130\mu\text{m}$ ，数值孔径 0.46，信号光和抽运光的重叠因子分别为：0.81 和 0.0025。信号光吸收和发射截面分别为： $9.40\text{e-}27\text{m}^2$ 和 $3.77\text{e-}25\text{m}^2$ ，抽运光吸收和发射截面为： $3.01\text{e-}24\text{m}^2$ 和 $2.66\text{e-}24\text{m}^2$ 。光纤掺杂浓度 $1\text{e}26\text{m}^{-3}$ ，上能级粒子数寿命为 0.9ms。

图 2.13(a)计算了双包层光纤长度 8m，在不同抽运功率下，增益随输入信号功率的增加而减小的情况，分析可知，抽运功率越高，信号的饱和输出功率越高。与图 2.3 完整的速率方程组模拟结果比较，可以看出，当 $G < 20\text{dB}$ 时，该解析式的计算结果是合理的，此时放大自发辐射 (ASE) 功率较小，不会引起放大器的增益饱和效应，计算中可忽略 ASE 对放大器增益的影响；当 $G > 20\text{dB}$ 时，抽运功率较高或信号功率很小，如图中抽运功率 5W，可以发现与完整模型的模拟结果差异很大，此时 ASE 功率较大，计算中不能忽略，用解析模型的模拟结果是不正确的。抽运功率 0.35W 时，随着输入信号功率的增加，增益逐渐减小，当信号光 $> 0\text{dBm}$ 时，逐渐与完整模型的结果一致。故解析模型只适合于增益 $< 20\text{dB}$ 的情况。

图 2.13 (b) 是 8mYDDCF 在不同输入信号功率下，增益随抽运功率的增加逐渐饱和的特性，输入信号功率越小，饱和增益越高；同时可以看出，在同一个放大器中，不同输入信号功率下，阈值输入抽运功率是相等的（在 2.4.3 节中，给出了阈值抽运功率的具体表达式）。图 2.13 (c) 和 (d) 中给出了不同光纤长度，输入功率 10dBm 的情况下，增益随抽运功率的变化特性，图 (d) 是对图 (c) 的一个局部放大，可看出，抽运功率小于 0.6W 时，4m 光纤增益最大，随着抽运功率的增加，4m 光纤增益增加缓慢，直到 1.4W 时变为最小，而对于 8m、10m 和 15m 的光纤而言，随着抽运功率的增加，8m 光纤的增益都始终大于 10m 和 15m 光纤的增益，并非随着抽运功率的增加，光纤长度的增长，增益也随之增加，即最优光纤长度约在 8m 左右。关于最优光纤长度的问题。下一节中我们有详细的介绍。



(a)



(b)

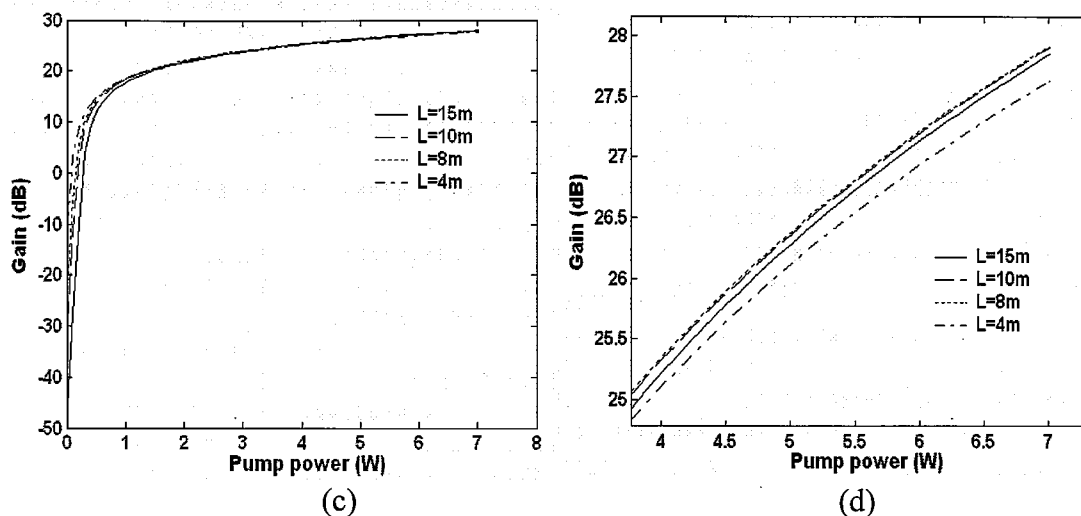


图 2.13 在不同抽运功率、不同信号功率及不同激活光纤长度下, YDDCFA 的增益变化特性

图 2.14 (a) 和 (b) 所示为在不同的输入信号功率和抽运功率下, 增益与放大器激活光纤长度的关系, 可见在不同的输入抽运功率和信号功率, 与最大增益所对应的最佳光纤 YDDC 光纤长度是不同的, 输入的抽运功率越高, 或输入的信号功率越小, 对应的最佳光纤长度越长, 可达到的增益也最高。同样这个特性也可在下面对最优光纤长度的分析中看到。

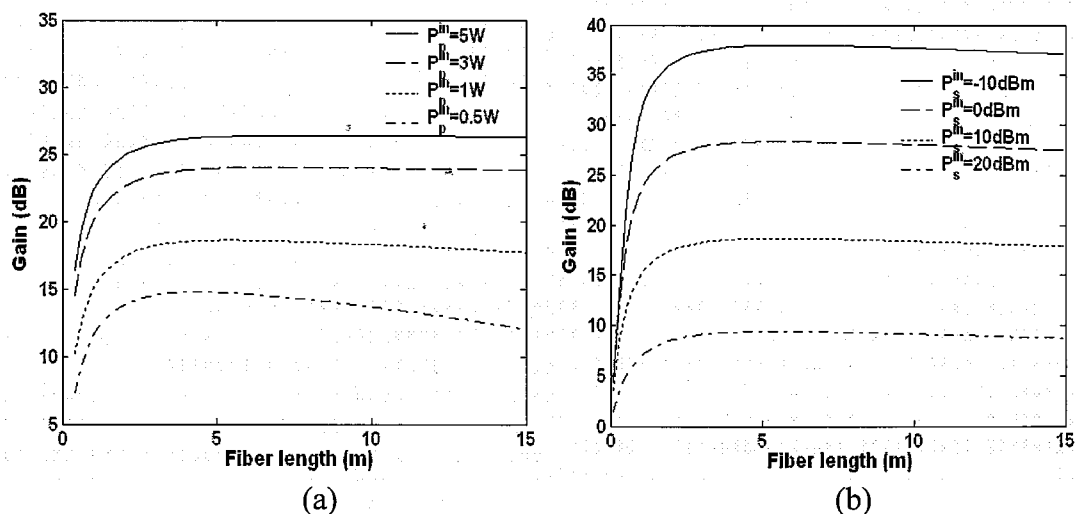


图 2.14 在不同抽运功率(a)、不同信号功率(b)下, YDDCFA 增益沿光纤长度的变化特性

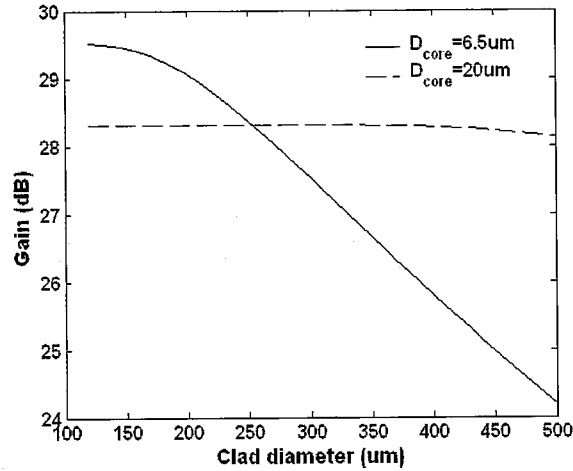


图 2.15 不同纤芯直径时, 增益随包层面积的变化

图 2.15 为抽运功率 10W, 光纤长度 8m, 不同纤芯直径时, 增益随包层面积的变化。可以看出, 由于增加包层面积降低了纤芯中 Yb^{3+} 的抽运吸收率, 从而导致了增益的下降, 纤芯直径越小, 下降越快, 纤芯直径 20μm 时, 增大包层面积, 其增益变化缓慢。

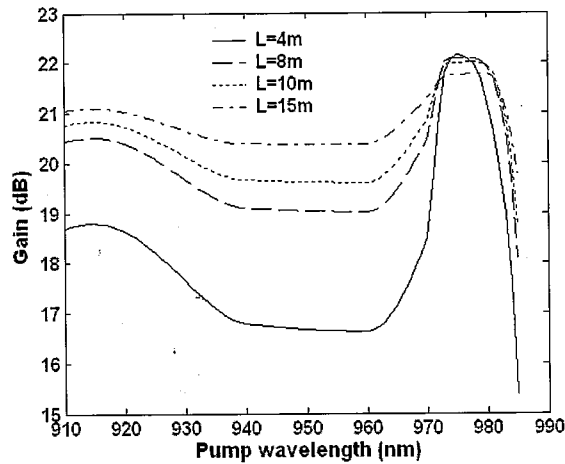


图 2.16 不同激活光纤长度下, 增益随抽运波长变化特性

图 2.16 为输入信号功率 10dBm, 抽运 2W, 不同增益光纤长度下, 增益随抽运波长的变化特性, 可以发现, 在相同激活光纤长度下, 抽运波长的吸收截面越大, 放大器增益越高; 激活光纤越长, 增益越高, 但不能超过其最优光纤长度, 例如 975nm 处, 15m 光纤长度时增益反而减小, 其原因是因为光纤长度超过其最优光纤长度, 光纤末端的抽运强度弱, 信号光由于吸收而衰减, 增益下降。最优光纤长度是影响放大器性能的一个重要参数, 那什么时候才是最优呢? 接下来一节我们重点讨论放大器最优光纤长度的选择。

2.4.3 最优光纤长度的计算

2.4.3.1 基本理论推导

当 $P_p(z) \gg P_s(z)$ 时, 解微分方程组(2.23)(2.24)(2.25), 得到增益系数

$$g(z) = \frac{1}{P_s} \frac{dP_s(z)}{dz} = \frac{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})\tau\alpha_p P_p(z)}{Ah\nu_p + \Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})\tau P_p(z)} - \alpha_s \quad (2.35)$$

即

$$g(z) = \frac{\alpha_p P_p(z) P_p^{sat}}{P_s^{cs}(P_p^{sat} + P_p(z))} - \alpha_s \quad (2.36)$$

当抽运功率趋近于无穷大时, 小信号增益也趋近于最大, 有放大器的最大增益为

$$G_{\max} = \exp(g_{\max} L) \quad (2.37)$$

$$g_{\max} = \frac{\alpha_p}{\delta} - \alpha_s \quad (2.38)$$

$$\delta = P_s^{cs} / P_p^{sat} \quad (2.39)$$

掺杂光纤长度有一最佳值 L_m , 当 $L < L_m$ 时, 增益随光纤长度的增加而增加; 当 $L > L_m$ 时, 抽运光功率因吸收而下降为阈值抽运功率 P_{pth} 以下, 信号光在此段光纤中传输时因吸收而衰减。因此, 当 $L > L_m$ 时, 光纤长度的增加反而导致增益的下降。当 $L = L_m$ 时, 放大器具有最大增益, 此时小信号增益系数为 $g(z) = 0$

$$\text{得到阈值抽运功率 } P_p^{th} = \frac{1}{\frac{\alpha_p}{\alpha_s P_s^{cs}} - \frac{1}{P_p^{sat}}} \quad (2.40)$$

再有微分方程组(2.27)(2.28)得到最优光纤长度

$$\begin{aligned} & P_s^{in} \exp \left[\frac{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})}{\Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})} \left(\ln \left(\frac{P_p^{th}}{P_p^{in}} \right) + \alpha_p L_m \right) - \alpha_s L_m \right] - P_s^{in} \\ &= \frac{Ah\nu_s}{\Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})\tau} \left(\ln \left(\frac{P_p^{th}}{P_p^{in}} \right) + \alpha_p L_m \right) + \frac{\nu_s}{\nu_p} (P_p^{in} - P_p^{th}) \end{aligned} \quad (2.41)$$

简化表示为:

$$P_s^{in} \exp \left[\frac{P_p^{cs}}{P_p^{sat}} \left(\ln \left(\frac{P_p^{th}}{P_p^{in}} \right) + \alpha_p L_m \right) - \alpha_s L_m \right] - P_s^{in} = P_p^{cs} \left(\ln \left(\frac{P_p^{th}}{P_p^{in}} \right) + \alpha_p L_m \right) + \frac{\nu_s}{\nu_p} (P_p^{in} - P_p^{th}) \quad (2.42)$$

$$\text{定义: } P_p^{CS} = \frac{h\nu_s A}{\Gamma_p \tau (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})} \quad (2.43)$$

$$P_s^{sat} = \frac{h\nu_s A}{\Gamma_s \tau (\sigma_{as} + \sigma_{es})} \quad (2.44)$$

由此求出 L_m 及对应的 P_p^{th} 和输入信号光功率 P_s^{in} 及抽运光功率 P_p^{in} 的关系。

2.4.3.2 最优光纤长度与输入信号功率和抽运功率的关系

图 2.17 所示为不同输入信号功率和抽运功率下, YDDCFA 最优光纤长度的变化特性。可以看出, 输入抽运功率越高, 或信号功率越小, YDDCFA 的最优激活光纤长度越长, 同时可看出最优光纤长度 L_m 主要由抽运功率决定, 受输入信号功率影响较小。图 2.18 所示为输入信号功率 10dBm 时, 不同输入抽运功率对应的最优光纤长度和最大增益, 同样可反映出上面的规律, 且对低抽运功率的变化较敏感, 抽运功率越高, 最优光纤长度变化越缓慢, L_m 逐渐趋向于 8m。

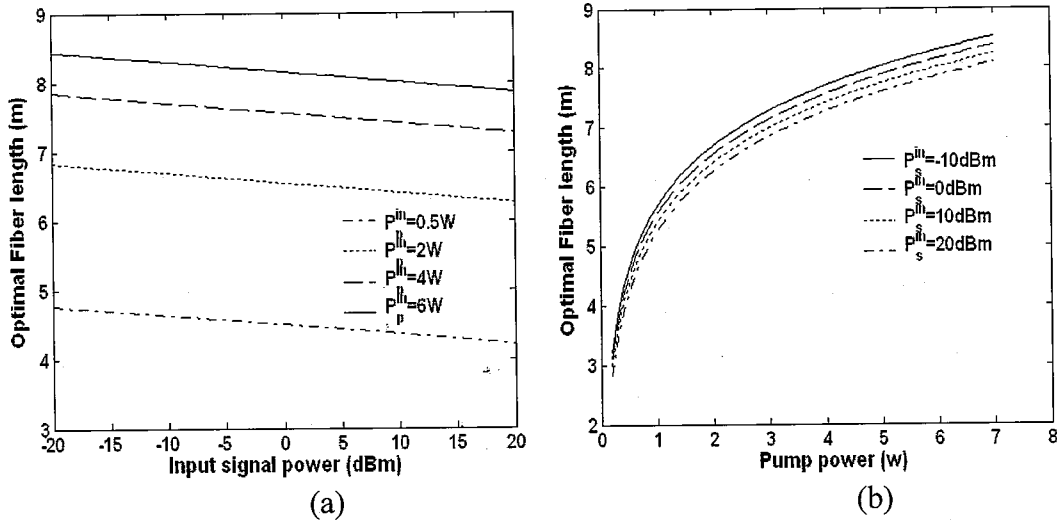


图 2.17 不同输入信号功率和不同抽运功率下, YDDCFA 最优光纤长度的变化特性

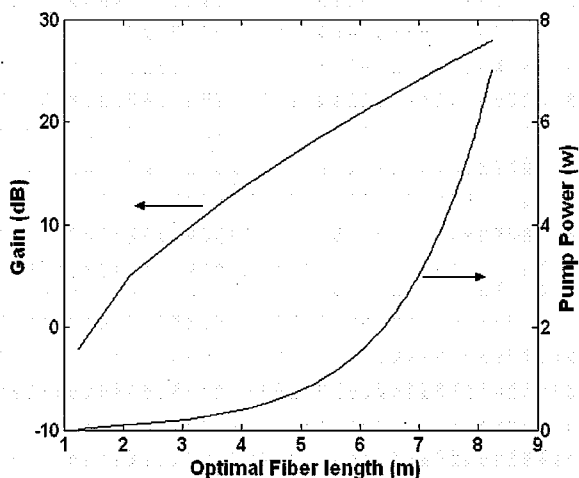


图 2.18 输入信号功率 10dBm, 不同抽运功率对应的最优光纤长度和最大增益

2.4.3.3 最优光纤长度与抽运波长的关系

图 2.19、图 2.20和图 2.21分析了最优光纤长度与抽运中心波长的关系。从图 2.19可以看出, 最优光纤长度与抽运波长对应的吸收截面有关, 吸收截面越大, 最优光纤长度越短, 吸收截面越小, 最优光纤长度越长, 例如 975nm处的吸收截面最大, 所以其对应的最优光纤长度最短。图 2.20和图 2.21是输入信号功率 10dBm, 抽运功率对应的最优光纤长度和固定光纤长度 4m下, 增益随抽运中心波长的变化特性。通过比较可以发现, 通过优化光纤长度, 可极大的提高放大器增益, 比如 915nm抽运功率 2W时, 采用 4m光纤放大, 增益为 18.7dB, 但若光纤长度改为 2W对应的最优光纤长度, 放大器增益可提高至 21dB; 950nm抽运功率 2W时, 通过优化光纤长度, 增益可提高 4dB。

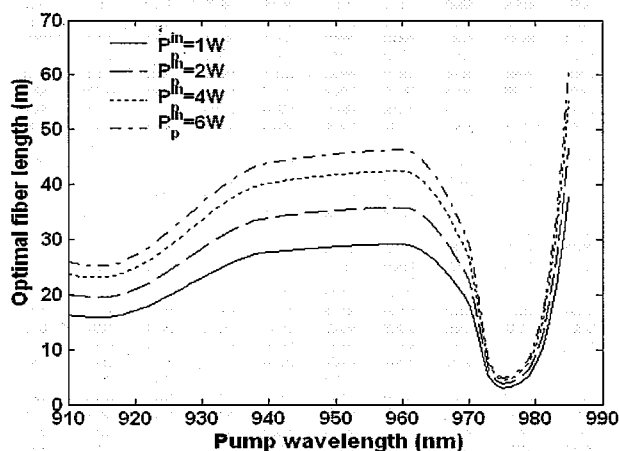


图 2.19 不同抽运功率下, 最优光纤长度随抽运中心波长的变化

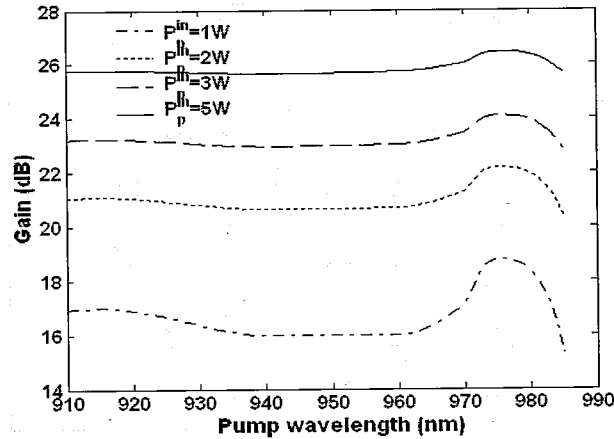


图 2.20 不同抽运功率对应的最优光纤长度下,得到的最大增益随抽运中心波长的变化。

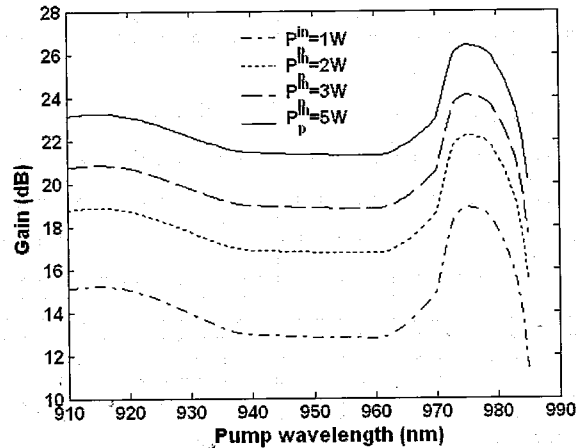


图 2.21 在固定激活光纤 4m 时,不同抽运功率下,增益随抽运中心波长的变化

以上不管是对 YDDCFA 增益的分析还是对最优光纤长度的分析,对满足不同要求双包层光纤放大器的设计,具有一定的指导意义。但是需要注意的是,以上这些计算都是在忽略了 ASE 的情况下进行的,因此只适合于增益小于<20dB 的情况。

2.5 小结

建立了 YDDCFA 的二能级速率方程,包含了信号波长附近一定波段范围内的放大自发辐射 (ASE)。利用有限差分法,在稳态条件下,分析了不同输入信号功率、抽运功率和波长、抽运方式和光纤长度对放大器增益特性的影响。ASE 是评价 YDDCFA 的一个重要参数,利用理论模型,分析了不同放大器参数时 ASE 的功率特性和光谱特性。包含 ASE 的二能级模型不利于直观的看出放大器增益与光纤参数、信号功率、抽运功率和波长等物理量之间的关系。针对双包层光纤

放大器作为功率放大器的应用, 忽略 ASE 的情况下, 得到 DCFA 中小信号放大和功率放大时的增益解析式; 光纤长度的选择很大程度上影响着放大器的性能, 推导了最优光纤长度与信号功率、抽运功率和波长的关系式。结合接下来的实验研究, 主要结论有:

- a) 小信号放大(<5dBm)时, 增益和噪声特性与抽运方式有关, 前向抽运可获得更高的信噪比; 大信号放大(>10dBm)时, 输出功率与抽运方式无关。
- b) 不同抽运波长下的 ASE 功率和光谱特性, 得到相同光纤长度下, 选择吸收截面大的抽运波长, 可改善输出功率的噪声特性, 但同时应增加信号输入功率, 以抑制反向 ASE 增长过快而损耗放大器存储能量。
- c) YDDCFA 解析模型可直观的看出放大器参数对增益的影响, 提出解析模型的适用范围: 增益小于 20dB。分析和总结了不同抽运波长下的增益变化特性, 得到相同抽运波长下, 激活光纤越长增益越高, 但不能超过其最优光纤长度 L_m 。发现 L_m 主要由抽运功率和其吸收截面决定。

这些理论分析结果为 YDDCFA 的实验设计和实验现象分析提供了重要的理论指导。

3 单频连续光放大实验研究

基于上一章的理论模拟分析结果,展开了相关的双包层实验研究。首先介绍了相关的主要实验器件和实验装置,然后分析了单频连续光双包层光纤放大时的增益和噪声特性。

3.1 双包层光纤放大器实验装置

3.1.1 双包层光纤放大器结构

为了满足神光前端系统全光纤结构高稳定性的要求,实验中采用多模抽运合束器代替以前的透镜耦合方式,实现了信号光和抽运光的高效率耦合。掺镱双包层光纤放大器(YDDCFA)的实验装置所图3.1所示:

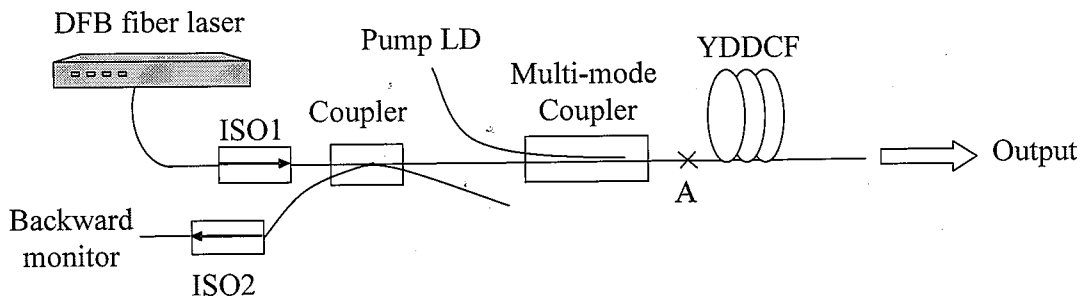


图 3.1 双包层光纤放大器实验装置图

采用半导体激光器作为抽运源;信号光源为1053nm窄线宽DFB激光器,通过 2×2 耦合器和多模合束器耦合进YDDCF中, 2×2 耦合器同时用来监控信号光输入,和接隔离器ISO2实时监控反向输出信号,用于判断放大器中是否发生自激或非线性现象。多模抽运合束器可实现抽运光和信号光的高耦合效率。增益光纤为Nufern掺镱双包层光纤,纤芯模场直径6.5 μm ,数值孔径0.12,内包层直径130 μm ,数值孔径0.46, Yb^{3+} 掺杂浓度为1.5wt%。多模抽运合束器尾纤为无源双包层光纤,纤芯直径4 μm ,包层直径为125 μm ,数值孔径0.45,与双包层光纤参数基本一致,可直接熔接,反复熔接后熔接点A的熔接损耗小于0.5dB。

实验中, 要求放大后的信号光仍为基横模。光纤中的单模运行应满足条件:

$$V = \frac{2\pi b}{\lambda_s} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi b}{\lambda_s} NA \leq 2.405$$

其中 n_1 , n_2 分别是纤芯和内包层的折射率, b 为纤芯半径, λ_s 为信号光波长, NA 为纤芯数值孔径。

由此可得到对于一定的信号光波长, 满足单模传输条件的纤芯尺寸和数值孔径之间的关系。实验中所用双包层光纤纤芯直径为 $6.5\mu\text{m}$, 数值孔径 0.12, 信号波长为 1053nm , 得到归一化频率 V 为 2.3, 满足单模运行的条件, 即基横模信号种子光经双包层光纤放大后仍保持其基横模、单纵模特性。

3.1.2 放大器种子源

鉴于神光前端系统的需要, 要求放大后信号光必须是基横模、单纵模。放大器信号种子源为我们联合实验室自主研制的 $\lambda/4$ 相移分布反馈(DFB)光纤激光器[67][68], 相移DFB光纤激光器具有稳定的单模单偏振运行、无跳模现象、窄线宽等优点。这些优点是由激光器的结构和原理决定的。DFB激光器通过在掺镱石英光纤上直接刻写相移光纤光栅, 只用一个光栅来实现光反馈和波长选择, 可以消除均匀DFB光纤激光器的模式简并、多纵模运行的弊端, 单纵模稳定性更好。相移光纤光栅是在反射谱阻带中打开线宽极窄的一个或多个透射窗口, 使得光栅对某个波长或多个波长有更高的选择度, 而窗口位置可以随相移量的大小而改变; 窗口的通透率以及线宽也可以随相移点的位置不同而不同, 因而可以根据不用的需要设计具有不同反射谱的相移光栅, 在光纤光栅激光器中引入 $\lambda/4$ 相移后可消除模式简并使激光器的阈值降低, 功率增大, 同时也有利于单纵模的运行。相移DFB光纤激光器的结构图如图 3.2所示。

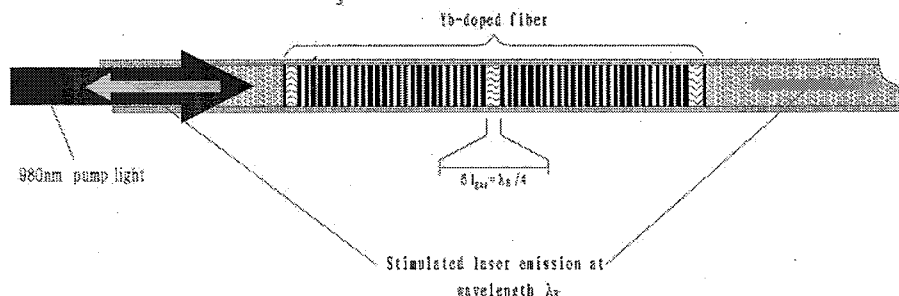


图 3.2 窄线宽 DFB 光纤激光器结构图

制作相移光纤光栅的方法有很多种, 用的最多的是二次曝光法和遮挡法。实验中的相移 DFB 光栅是利用 193nm 的紫外光源对掺 Yb 光纤的二次曝光得到的。二次曝光法即: 第一次曝光在光纤上先制作一个均匀光栅, 然后再对光栅的中间区域进行第二次曝光, 从而产生一个相移区。二次曝光法可得到较好的 $\lambda/4$ 相移, 大大提高了激光器的性能。实验中采用 976nm 的半导体抽运源得到了中心波长

1053nm, 基横模、单纵模、高信噪比以及足够高的频率稳定度和功率稳定度的连续光输出, 为下级的放大器系统提供了优质的种子源。

3.1.3 多模抽运合束器

将多模抽运激光高效耦合到双包层光纤的内包层中, 是多模包层抽运技术的关键技术之一, 光功率合成器件 (combiner) 是实现这种耦合的关键元件。下图 3.3 是多模包层抽运光纤放大器使用的一种 $(6+1) \times 1$ combiner 的标准结构

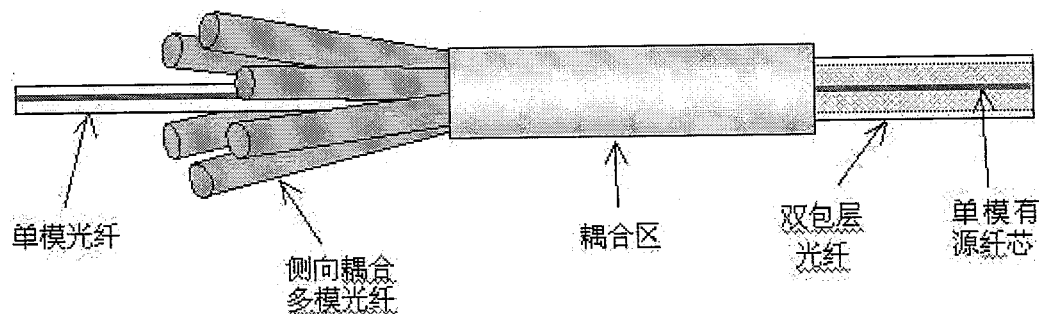


图 3.3 多模抽运合束器结构图

多模抽运合束器的耦合方式为熔锥侧面抽运耦合, 是将多根裸光纤和去掉外包层的双包层光纤缠绕在一起, 在高温火焰中加热使之熔化, 同时在光纤两端拉伸光纤, 使光纤熔融区成为锥形过渡区, 能够使抽运光从多模光纤由双包层光纤侧面导入内包层, 从而实现定向侧面耦合抽运。多模包层抽运技术可以使光纤放大器获得高的多输出功率, 可以大幅度降低单位输出功率的成本, 能够获得长寿命。

目前 IPG 公司已经采用这种耦合方式得到了千瓦级的双包层激光器 [69]。该激光器将多个尾纤输出的半导体激光器通过多模耦合器耦合进一根传输光纤, 得到功率为 100W、光束质量相当好的激光输出, 再将几束百瓦级激光多模耦合形成千瓦级的激光输出。这种光纤熔融拉锥耦合效率可达 85% 以上, 无需半导体制冷, 只需简单风冷。

实验中所用多模抽运合束器可实现信号光和抽运光的高效率耦合, 信号光耦合效率 85%, 抽运光耦合效率 90% 左右, 代替了传统的透镜耦合方式, 使整个光纤放大器系统集成化程度更高, 实现高稳定性的功率输出。

3.2 YDDCFA 的连续光放大特性

3.2.1 采用光纤隔离器耦合输出的连续光放大

为了满足神光前端系统全光纤结构高稳定性的需要, 实验中采用光纤隔离器耦合输出结构。掺铋双包层光纤放大器 (YDDCFA) 隔离器输出的实验装置如图 3.4 所示:

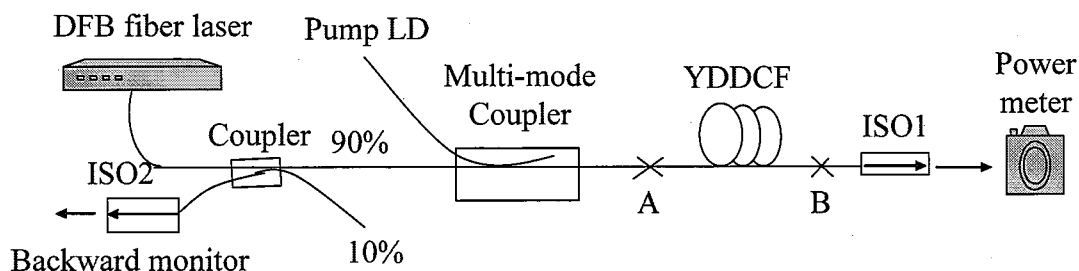


图 3.4 采用隔离器耦合输出的 YDDCFA 结构

采用中心波长 915nm，带宽 5nm 的半导体激光器作为抽运源，如图 3.5 为 LD 输出功率与电流的关系曲线；信号光源为 1053nm 窄线宽 DFB 激光器，线宽小于 100KHz，通过 1:9 耦合器和多模合束器耦合进 YDDCF 中，掺镱双包层光纤长度为 4m，纤芯模场直径 6.5 μ m，数值孔径 0.12，隔离器尾纤为普通单模光纤，纤芯直径为 5 μ m，数值孔径 0.22，包层直径 125 μ m，与增益双包层光纤纤芯参数基本匹配，可直接熔接，熔点 B 的熔接损耗小于 1dB。

图 3.6 所示为放大后的信号功率随抽运电流的变化。输入信号功率为 3mW，可看出，当抽运电流 4.2A 即抽运功率 3W 时，放大器达到饱和，最大饱和输出功率 267mW，增益 20dB。由于实验中所用光纤对 915nm 的吸收系数只有 0.5dB/m，放大器存储能量有限，很容易即达到饱和状态。图 3.7 和图 3.8 分别为抽运电流 4.2A 时，输出信号光功率、反向 ASE 功率和放大器增益随输入光信号功率的变化曲线，可看出随着输入信号的增加，放大后的输出信号光功率先是增加，后又略有减小，反向 ASE 功率是逐渐减小，这是因为输入信号功率越大，放大器的饱和点越提前，达到饱和后，上能级粒子数被迅速耗尽，增益小于损耗，输出的信号光功率也逐渐减小，而反向 ASE 功率由于信号功率的竞争优势而逐渐得到抑制，输入信号光功率越大，反向 ASE 功率越小。

以上分析可知，由于双包层光纤对 915nm 的吸收系数太小，放大器很容易即达到饱和状态，为了进一步提高放大器存储能量，增加输出功率，应适当增长双包层光纤长度或选择吸收系数更大的抽运波长。

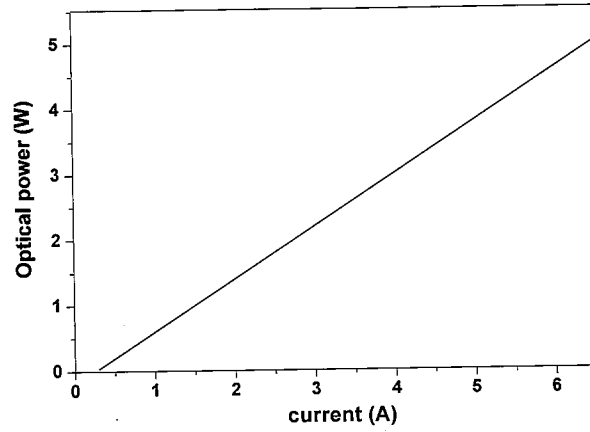


图 3.5 半导体抽运源输出功率与电流的关系

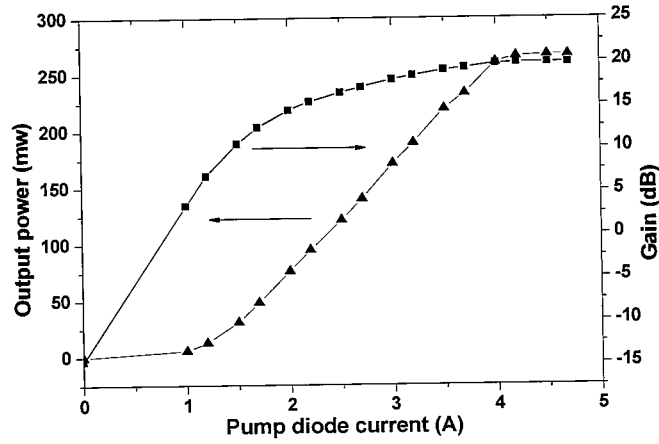


图 3.6 输出信号功率和增益随抽运电流的变化

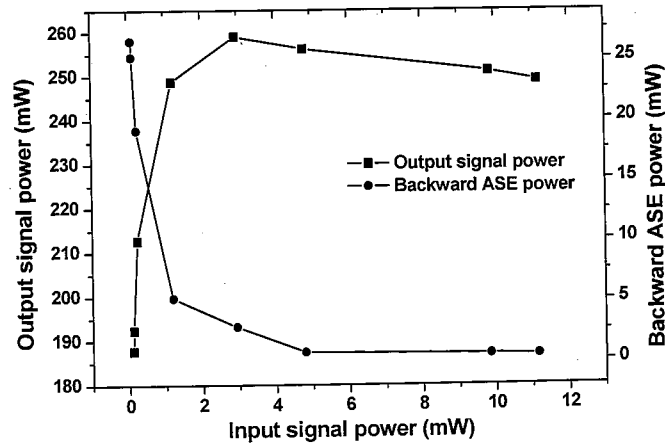


图 3.7 抽运电流 4.2A 时, 正向输出信号功率和反向 ASE 功率随输入信号功率的变化

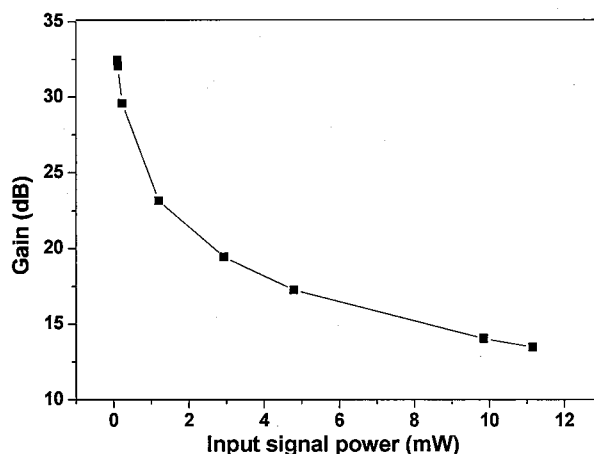


图 3.8 抽运电流 4.2A 时，放大器增益随输入信号功率的变化

3.2.2 采用 8 度斜面输出连续光放大

由上节可知，由于双包层光纤对 915nm 抽运吸收系数很小 (0.5dB/m)，且光纤长度只有 4m，放大器储能有限，饱和输出功率较低，为了提高放大器输出功率，本节中我们把双包层光纤长度改为 12m。同时对于纤芯较小，功率较高的双包层光纤放大器而言，除了分布后向散射光，光纤熔接点的光反射也会引起放大器中的光反馈，尽管隔离器可减小后向反射，但双包层光纤和隔离器尾纤光纤类型不可能完全匹配，且在高功率运行下，可承受较低功率的隔离器隔离度降低，使放大器中的反馈增大，ASE 增强，消耗了放大器中的有效储能，严重时会产生自激尖峰脉冲 [27]，使系统中的光纤或光学元件遭到永久破坏，同时高功率隔离器价格昂贵，成本太高。所以实验中我们把放大器隔离器输出换成采用 8 度斜面输出，可有效的抑制放大器中的自激振荡，提高信号输出功率。采用 8 度斜面输出的掺镱双包层光纤放大器 (YDDCFA) 的实验装置如图 3.9 所示：

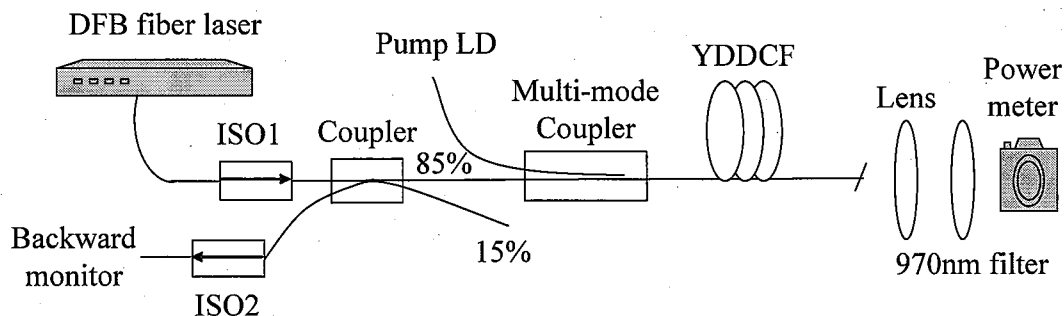


图 3.9 采用 8-度斜面输出的连续光放大 YDDCFA 结构图

采用中心波长 970nm (其抽运吸收截面与 915nm 时差别很小)，最高输出功

率 3W 的半导体激光器作为抽运源；信号光源为 1053nm 窄线宽 DFB 激光器，通过 85:15 耦合器和多模合束器耦合进 YDDCF 中。掺铒双包层光纤长度为 12m，内包层对 970nm 的吸收系数为 0.6dB/m，12m 的双包层光纤对抽运源的吸收约为 7.2dB。经过 12m 双包层光纤放大后的信号功率经透镜准直后通过 970nm 滤波片，滤除未被双包层光纤吸收的抽运功率，其 970nm 的透过率为 0.7%，然后用空间光功率计测量输出信号功率。

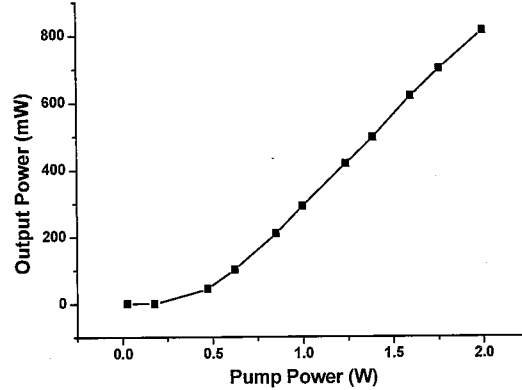


图 3.10 放大的信号功率随抽运光功率间的关系

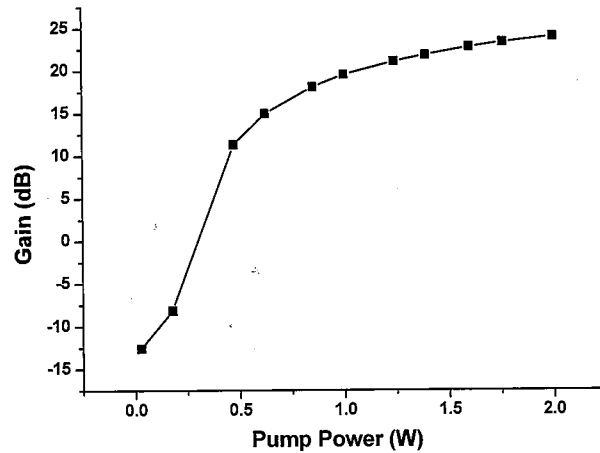


图 3.11 放大器增益随抽运功率的关系

图 3.10和 图 3.11所示为放大的信号光功率和放大器增益随抽运功率的关系。可知，放大信号光功率随抽运功率的增加而增加，受实验室抽运源输出功率的限制，抽运功率 2W时最大信号光输出功率约为 810mW，可以看出其增长趋势基本成线性关系，证明放大器还未趋于饱和。若继续增大抽运光功率，有望获得瓦量级的基横模、单纵模放大信号光输出。同时与上一节 915nm抽运 4m双包层光纤实验结果比较可知，采用吸收系数较小的抽运波长，过短的增益光纤，提取能量有限，很难达到高功率输出，增加光纤长度可极大的提高放大器输出功率。