

内容提要

216759

半导体激光器(LD)到单模光纤的耦合是光纤通信领域的一项关键技术,特别是随着掺铒光纤放大器(EDFA)、LD泵浦光纤激光器等光电子器件和系统的迅速发展,半导体激光器作为一种性能优良的泵浦源格外受到人们的青睐。不过,半导体激光器尤其是大功率半导体激光器的模式特性较差,与单模光纤的高效率耦合难度很大,是目前一个亟待解决的课题。本文围绕提高耦合效率这一主要目标,兼顾失调容差、生产成本,对半导体激光器到单模光纤的耦合技术展开了系统深入的理论和实验研究。

①.在理论上,基于模式耦合理论,对整个耦合系统的特性作了全面的分析和讨论,建立了比较严谨、简洁而适于计算的几何模型,推导了耦合效率的计算方法,分析了影响耦合效率的主要因素。

2.在所建立的耦合模型基础上,对目前国内外应用最普遍(却缺乏系统细致的理论分析)的锥端球面微透镜作了全面深入的理论分析,表明这种微透镜用于LD耦合时,损耗一般为3dB左右,实验与理论分析相吻合。制约其进一步提高耦合效率的根本原因在于有限孔径偏小和球面的固有象差,从微透镜自身来说,这是无法克服的。

3.在提高 $0.98\mu\text{m}$ 大功率半导体激光器到单模光纤的耦合效率的实验研究中,主要针对减小有限孔径的衍射损耗、象差损耗而采用高数值孔径、象差小的平凸自聚焦透镜进行耦合。实验表明,本课题所选取的方案行之有效,获得了较高的耦合效率, $\eta_{\max}=44.2\%$ (相应损耗为3.54dB)。并且具有较大的失调容差和很小的光反馈,大大提高了系统的稳定性。生产成本也不高。对比实验表明,平凸自聚焦透镜平的一端朝向LD时、两端均为平面的自聚焦透镜耦合时以及锥端球面微透镜耦合时,性能均不及原方案。因此,原方案具有良好的实用价值和应用前景。

4.最后,进行了总结和进一步的探讨,提出了进一步改进耦合系统性能的措施。

关键词:半导体激光器,单模光纤,耦合效率,耦合损耗,失调容差,锥端球面微透镜,平凸自聚焦透镜

Study on the Techniques of Laser Diode to Single-mode Fiber Coupling

ABSTRACT

The techniques of a laser diode (LD) to single-mode fiber (SMF) coupling play an important role in modern optical fiber communication devices and systems. Especially with the rapid development of erbium doped fiber amplifier (EDFA), LD-pumped fiber lasers and some other opto-electronic devices, LDs have been selected as one of the most promising pumping light sources. However, it's very difficult to obtain high coupling efficiency between LD and SMF because of the bad mode characteristics of LD such as elliptical beam, large divergence angle (for high power LDs, things get worse). In this dissertation, how to obtain higher coupling efficiency is investigated theoretically and experimentally in detail, with the misalignment tolerance, optical feedback, and production cost being considered simultaneously.

1. Based on the mode coupling theory, the theoretical model is established for optical coupling systems, which is rather strict, simple and appropriate for calculation. Then the formulae for calculating coupling efficiency are derived, and the main coupling loss origins are also analyzed.

2. By using the theoretical model, the SMF taper with hemispherical microlens, which is most widely employed at present, is analyzed in detail. We conclude that this kind of microlens can obtain coupling loss about 3dB (coupling efficiency about 50 percent) for a typical LD , and it is hard to obtain higher coupling efficiency for its intrinsic spherical aberration and small numerical aperture (NA).

3. To achieve higher coupling efficiency between high-power $0.98\ \mu\text{m}$ -LD and SMF, we adopt a plano-convex gradient-index (GRIN) lens. The lens has high numerical aperture and low spherical aberration due to its large quadratic gradient constant and spherical input facet. The experiment results demonstrate that our scheme is very effective. We obtain coupling efficiency about 44 percent, much greater misalignment tolerance and negligible optical feedback that provide good stability, compared with the SMF taper with hemispherical microlens. What is more, the cost is not high. So, our scheme has prominent practical value and application prospects.

4. Finally, this dissertation makes a summary and gives some valuable proposal for coupling system improvement.

Keywords: laser diode, single-mode fiber, coupling efficiency/coupling loss, misalignment tolerance, taper with hemispherical microlens, plano-convex gradient-index rod lens

目 录

第一章 绪论	1
§ 1.1 光纤通信中半导体激光器到单模光纤的耦合问题 及其研究意义	1
§ 1.2 耦合系统的基本要求	2
§ 1.3 光耦合技术的发展概况	4
§ 1.4 本课题的主要任务	8
第二章 耦合理论及几何模型	9
§ 2.1 单模光纤的模场分布	9
§ 2.2 半导体激光器的模场分布	11
§ 2.3 模式耦合效率	12
§ 2.4 光学耦合系统的几何模型与耦合效率	15
§ 2.5 耦合损耗的主要来源	19
第三章 小功率半导体激光器到单模光纤的耦合	22
§ 3.1 引言	22
§ 3.2 高斯光束的传输与变换	23
§ 3.3 锥端球面微透镜耦合的理论研究	24
§ 3.4 锥端球面微透镜耦合的实验研究与评价	33
第四章 大功率半导体激光器到单模光纤的耦合	37
§ 4.1 引言	37
§ 4.2 平凸自聚焦透镜耦合的理论分析	38
§ 4.3 平凸自聚焦透镜的数值孔径和象差	42
§ 4.4 LD特性和单模光纤模场半径的测量	44
§ 4.5 平凸自聚焦透镜耦合的实验研究	49
§ 4.6 对比实验研究	53
第五章 总结与探讨	55
§ 5.1 总结	55
§ 5.2 探讨	57
致 谢	60
参考文献	61

第一章 绪论

§ 1.1 光纤通信中半导体激光器到单模光纤的耦合问题及其研究意义

光纤通信是一门高新科学技术,自七十年代诞生以来,正以惊人的速度向越来越广泛的应用领域和更高的阶段发展[1],[2]。大容量、长距离的数字光纤通信传输系统正在逐步取代传统的电缆传输系统,同时光纤长途干线通信正在由原来的准同步数字系列(PDH)发展为标准同步数字系列(SDH)。此外,程控数字交换和异步转移模式(ATM)技术的发展,也使得光纤通信日新月异,并将成为未来宽带综合业务数字网(B-ISDN)整个网络(包括主干网和用户网)的基础。

光纤通信之所以发展如此迅速,在于光纤通信具有传统的电缆传输通信无可比拟的优越性。如传输带宽很宽,通信容量大,中继距离长,保密性能好,投资少,见效快,管理维护方便等许多优点。从其短短的二十几年历史来看,有以下几个发展阶段:

第一代短波长 $0.85\sim 0.9\mu\text{m}$ 多模光纤通信,第二代长波长 $1.3\mu\text{m}$ 多模光纤通信,第三代长波长 $1.3\mu\text{m}$ 低损耗(0.5dB/km)、零色散单模光纤通信和 $1.55\mu\text{m}$ 损耗更低(0.2dB/km)、色散小的单模光纤通信。第四代是全光光纤通信。目前正处在第三代与第四代之间。

正是随着光纤通信的发展,半导体激光器(LD)、发光二极管(LED)、波导光开关等半导体光电子器件到单模光纤之间的耦合已成为一个重要的研究课题并获得不断进步和完善。同时光纤、LD等光电子器件和耦合技术自身的进步又反过来促进光纤通信向更高阶段发展。

1. 光纤通信利用光波载送信息,因此,光功率有效注入光纤的问题是光纤系统最重要的问题之一,事实上大量的光功率损失在光源与光纤的耦合区域。在保证一定误码率的条件下,减小耦合损耗意味着增大入纤光功率,从而可直接有效地提高高速光纤网的中继距离。

2. 掺铒光纤放大器(EDFA)对未来全光光纤通信起着关键性的作用,它采用光泵浦,即先将 $0.98\mu\text{m}$ 或 $1.48\mu\text{m}$ 的出射光耦合进普通单模光纤,再从单模光纤耦合进掺铒光纤。对于其中的大功率半导体泵浦激光器而言,与单模光纤的高效率耦合尤为重要。在相同的芯片质量和工作

条件下, 具有耦合效率高的组件可以提供高的泵浦光功率, 因而可以获得更高的净增益和饱和输出功率; 在泵浦光功率一定的情况下, 耦合效率高的组件可以工作在较低的注入电流下, 这对于提高器件的工作稳定性和寿命都是非常有益的[3], [4]。

3. 在半导体光放大器 (SLA) 组件中, 耦合也是一个令人感到棘手的问题[5], [6]。半导体光放大器虽然采用电注入, 但信号光由单模光纤耦合进SLA以及从SLA耦合到单模光纤过程中, 存在着两次类似于LD与单模光纤之间的耦合, 并且耦合损耗更大。所以, 研究LD到单模光纤的高效率耦合, 对减小半导体光放大器中的耦合损耗, 从而提高整个放大器的净增益和饱和输出功率有重要的借鉴意义。

4. 目前的商用半导体激光器的价格取决于其出纤功率, 以武汉电信器件公司的 $1.3\mu\text{m}$ 半导体激光器为例, 半导体激光器芯片的价格不到激光器组件的一半; 而激光器组件的出纤功率每提高 1mW , 价格则提高10%。对于价格昂贵的大功率半导体泵浦激光器, 其出纤功率对价格的影响更为显著。因此, 从提高经济效益的角度来看, 提高器件与光纤的耦合效率无疑是最为行之有效的增值方法之一。

除此之外, LD泵浦固体激光器(LDP-SSL)、LD泵浦光纤激光器(LD-DFL)、波导光开关等光电子器件中, 都存在着类似的耦合问题, 因为耦合效率低, 不仅浪费了高达40~70%的光能量, 增大了整个器件的电流和功耗, 而且因为热效应、光反馈等因素造成器件或系统性能变差、可靠性降低和寿命缩短等不良影响。

总之, 随着单模光纤和LD的广泛应用, LD到单模光纤的高效可靠耦合已成为光纤通信领域的一项关键技术, 并且因为LD尤其大功率LD模式特性一般比较差, 而单模光纤芯径很小, 耦合难度较大。因此, 研制出高效率微型光学耦合系统无论从科学研究的角度, 还是从发展光电子产业的角度来说, 都具有重要的意义。

§ 1.2 耦合系统的基本要求

由§ 1.1知道, LD在光纤通信中主要用作通信系统的信号光源和相干泵浦光源两个方面。为了使LD输出的高斯光束能够高质量、高效率地传输到单模光纤, 光学耦合系统是必不可少的, 其主要功能在于对半导体激光器的输出光束进行整形, 压缩光束发散角或扩大光束束腰半径, 改

善远场对称性和光斑形状,从而实现与单模光纤模场的尽可能匹配,获得高耦合效率。

一个实际的耦合系统,必须满足以下几个基本要求:

1. 高耦合效率(或低耦合损耗)。耦合效率定义为

$$\eta = \frac{P_f}{P_l} \times 100\% \quad (1.2-1a)$$

相应的耦合损耗为

$$\alpha = -10 \log(P_f/P_l) \quad (\text{dB}) \quad (1.2-1b)$$

其中, P_l 、 P_f 分别为LD芯片的输出光功率和耦合进单模光纤形成稳定导模的光功率。就一定的输出光功率而言,耦合效率愈高(即耦合损耗愈低),半导体激光器输出光的利用率愈高,这样可以得到更长的通信系统无中继距离或更高的泵浦效率。

2. 弱的光反馈。由于光学耦合系统中至少存在两个光学界面,因而进入耦合系统的光束就会在光学界面上产生反射,反射光的一部分将返回半导体激光器的有源区,形成附加的外腔反馈。尽管这种光反馈很弱,但对于内增益很高的半导体激光器而言,已足以引起输出光功率抖动和激射频率漂移等现象,严重影响激光器的正常工作[7],[8]。

3. 大的1dB失调容差。光学耦合系统的1dB失调容差定义为当耦合系统与半导体激光器之间出现轴向、横向、侧向和角向偏移,从而使得耦合效率从最大值下降了1dB时的位置偏移量。1dB失调容差对于实用化的光学耦合系统来说是一个重要的衡量指标,因为任何半导体激光器组件中如何存在如何将耦合系统与半导体激光器芯片相对固定(封装)的问题,不论采用何种固定方式,都不可避免地存在由于封装技术不完善及环境因素变化而造成的位置失调现象。一个光学耦合系统具有较大的失调容差就意味着该系统在封装时允许出现较大的位置失调,因而可以采用结构简单、定位精度不太高的低成本封装技术。

4. 简单可靠的制作工艺。从生产角度考虑,耦合系统必须具有良好的工艺特性,如工艺过程简单、无需特殊设备,制作重复性好,生产周期短以及成本低廉等;此外,还要求耦合系统结构简单、微型化、稳定性好。

这四方面常常难以兼顾,但提高耦合效率是最重要的,它一直是人们努力的主要目标,也是本课题的重点所在。所以,下面将围绕提高耦

合效率对耦合系统进行探讨, 同时, 根据实际条件和要求, 还应兼顾系统的光反馈、偏移容差、封装工艺和生产成本等因素。

§ 1.3 光耦合技术的发展概况

按照模式耦合理论[9],[10], LD到单模光纤的耦合, 实质是两者之间的模场匹配。如果用平端光纤直接耦合, 因模场失配, 耦合效率很低, 约为10%。因此必须采用适当的耦合系统对小束腰半宽、大发散角的LD椭圆模场进行变换, 以与单模光纤大模场半宽、小数值孔径的圆对称模场近可能匹配, 从而减小耦合损耗。

目前, 常用的耦合技术按结构类型可分为两大类: 采用分立的小型或微型光学元件构成的分立耦合系统和采用在光纤端面制作微透镜的光纤微透镜耦合系统[11]。其中, 分立耦合系统又可分为单透镜耦合和组合透镜耦合。

一、单透镜耦合

单透镜耦合以单一的分离透镜进行模场变换, 基本结构类型如图1.1所示几种。

(a)柱透镜耦合[12]-[14]。可用适当尺寸和折射率的玻璃棒来实现, 它只能在一个方向上的进行模场变换, 对早期LD较大的椭圆度校正, 减小耦合损耗有一定作用, 损耗在5dB左右, 但制作、调整困难。随着LD结构、工艺的改善, 一般通信用LD椭圆度引起损耗低于0.2dB, 柱透镜逐渐被淘汰。

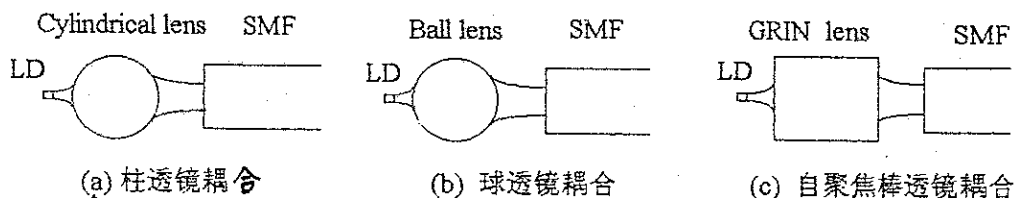


图1.1 单透镜耦合

(b)球透镜耦合, 人们研究较多, 也便于理论分析, 小尺寸、高折射率的短焦距透镜有利于减小耦合损耗。受材料、工艺限制, 透镜不能

做得太小，焦距多在 $0.5 \sim 2.0\text{mm}$ ，材料可选用高折射率的 LaSF15($n=1.85$)、LaSF9($n=1.81$)、Sapphire($n=1.75$)等，实际损耗在 $4 \sim 5\text{dB}$ [15]~[18]。用自聚焦透镜 (GRIN rod lens) 耦合时，为了与 LD 大发散角光束匹配，应采用大数值孔径 ($\text{NA} > 0.4$) 棒透镜。近些年，平凸 GRIN 棒透镜因具有较大的数值孔径 (NA 可达到 0.6 以上) 和良好的小象差性能，受到重视，并且已有 $1.0 \sim 2.0\text{dB}$ 低耦合损耗的报道 [19], [20]。

二、组合透镜耦合

顾名思义，它采用两个或两个以上的透镜组合起来，共同实现模场变换。其组合方式较多，典型的如图 1.2 所示。

(a) 为共焦式耦合的基本结构 [21]，该结构把单透镜耦合中一个透镜的功能让两个透镜分担，LD 发光面位于前透镜前焦点附近，前、后透镜分别起扩束、聚焦作用。系统对高斯光束束腰的变换倍率 $m \approx f_2/f_1$ (f_1 、 f_2 为前后两透镜焦距)，只依赖于两焦距比值，于是可选用尺寸较大、焦距较长的透镜（保持 $m = \omega_f/\omega_l$ 不变即可），从而大大增加透镜系统的偏移容差，该结构损耗一般为 $3 \sim 5\text{dB}$ 。为增大单模光纤的偏移容差，人们又设计了虚光纤结构，即在光纤端面附着一定长度的自聚焦棒。它把单模光纤的 ω_f 放大成 ω'_f （即虚光纤模场半宽）。(b)、(c) 采用了虚光纤结

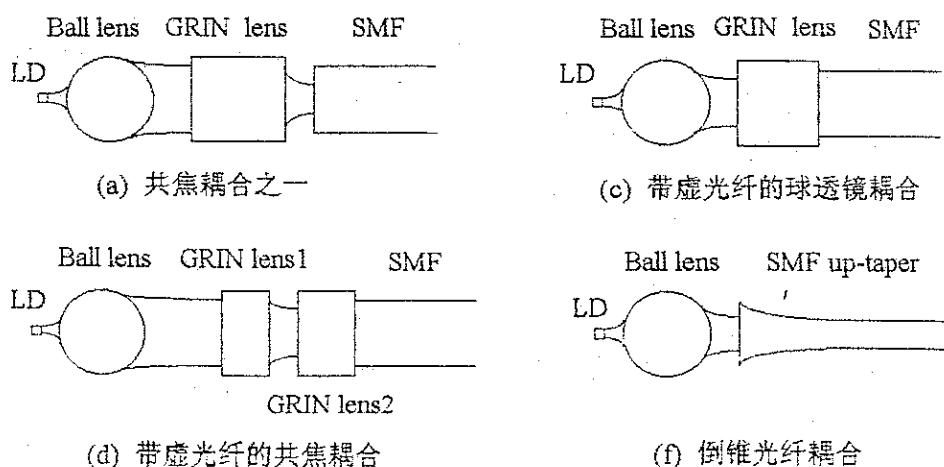


图 1.2 组合透镜耦合

构, 相当于单透镜耦合、共焦式耦合的改进型[22], [23]。(d)较为特殊, 前面是一高折射率小球透镜, 后面是单模光纤倒锥头 (Fiber Up-taper), 倒锥头锥形区对 ω_f 有放大作用, 相当于虚光纤, 并且对象差有补偿作用, 因此, 该方法可获得1.4dB的低损耗, 同时具有偏移容差大的优点[24]-[26]。当然, 从原理上讲, 上述基本结构(包括单透镜耦合)中, 球透镜用平凸透镜、自聚焦透镜等合适的透镜来代替也是可以的[27], [28]。总体来说, 组合耦合系统中分立元件的增加既增加了耦合系统的封装难度, 又增加了光学界面, 增大了光反馈, 综合性能比起单透镜耦合并无明显改善。

三、光纤微透镜耦合

这是目前应用最广泛的一种, 它直接在光纤端制作一定大小和形状的微透镜。按微透镜形状主要有四种:

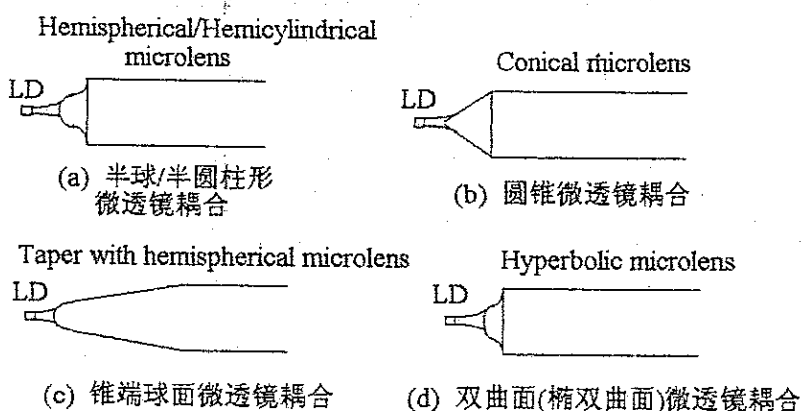


图1.3 光纤微透镜耦合

(a)是早期的微透镜, 其制作方法主要有两种, 一是先在光纤端面沉积光刻胶, 然后采用紫外光曝光的方法除去未曝光的光刻胶, 从而得到半球形或半圆柱形微透镜[29]。第二种方法是把直径 $30 \sim 50 \mu\text{m}$ 粗细的石英玻璃丝或锥形光纤对准光纤(共轴), 然后电弧放电加热, 熔入并附着适量玻璃于光纤端面上, 再火焰抛光, 形成一定大小的半球透镜, 损耗在 $3 \sim 4\text{dB}$ [30]。(b)则通过腐蚀或磨削工艺得到一定锥度的圆锥微透镜, 损耗一般, 光反馈较小[31]-[33]。

(c) 锥端球面微透镜在目前所有耦合方法中应用最广, 其制作是先 将光纤端部制成锥形, 以减小端面半径, 然后在锥端形成微透镜。制作 锥形光纤的方法有腐蚀、磨削和加热三种方法, 前两种方法将光纤包层 制成锥体而保持芯径不变, 后一种方法则利用电弧放电加热, 使纤芯与 包层一起成比例地拉伸成一定长度和锥度的锥体。形成微透镜也有两种 方法, 一是直接电弧抛光、整形; 二是把锥端处理后, 浸入熔融高折射 率玻璃中, 控制浸入深度、时间长短从而得到不同大小及形状的锥端高 折射率微透镜。耦合损耗约 $3.0 \sim 4.0 \text{ dB}$, 最好时可达 2.5 dB 左右 [34]-[41]。还有一种方法是采用光纤热扩束技术将光纤芯径扩大到 $25 \mu\text{m}$ 左右, 并把外径腐蚀或磨削至 $30 \sim 60 \mu\text{m}$, 然后用火焰抛光法制作微透镜 [42]。

(e) 双曲面(椭双曲面)微透镜则是近年来Bell实验室取得的突破性 进展, 它利用计算机精密控制的脉冲 CO_2 激光微切削工艺直接在光纤端面 上制作出具有理想消象差特性的双曲面微透镜和兼具椭圆度校正功能的 椭双曲面微透镜, 可使耦合损耗低于 0.5 dB , 实现了质的飞跃 [43]-[45]。 然而, 这种加工方法成本太高, 难于广泛应用。

总的说来, 普通工艺制作的光纤微透镜结构紧凑、制作简单、成本 低而耦合效率较高, 获得了最为广泛的应用; 分离透镜偏移容差较大, 耦合效率适中, 成本较高; 单透镜耦合则结构简单、工作距离较大, 随 着优质大数值孔径、象差小的自聚焦透镜的发展, 应用也越来越普遍。 用特殊工艺制作的大数值孔径、极小象差的平凸自聚焦透镜和(椭)双 曲面微透镜耦合效率很高, 但因工艺非常复杂, 成本高, 影响了其实用 价值。

目前, 国内进行耦合研究的主要有华中理工大学、中科院北京半导 体所和清华大学以及一些半导体激光器生产厂家, 所采用的方法多为拉 锥(或腐蚀、磨削)-火焰抛光法制作锥端球面微透镜, 其特点是简单 易行、生产速度快。对一般通信用小功率半导体激光器, 实用损耗多在 $3 \sim 4 \text{ dB}$, 基本可以满足要求。大功率LD因模式特性较差, 发散角大, 椭 圆度高(常达 $4 \sim 7$), 并且可能出现高阶模, 而导致耦合效率较低, 多在 $4 \sim 5 \text{ dB}$ 。因此, 进一步探索数值孔径大、象差小(最好可同时校正光束 椭圆度), 从而具有较高的耦合效率, 而制作简单、成本低廉的耦合方 法, 以提高器件或系统的性能价格比, 仍有着重要意义 [46]-[48]。此外, 集成光学、二元光学的发展, 也有可能获得成本较低而消球差特性良好

的微透镜[49]。同时,改进LD自身的结构和工艺,改善光束特性,也是提高耦合效率的有效途径[50]-[53]。

§ 1.4 本课题的主要任务

根据耦合技术的现状和发展趋势,本课题将围绕提高耦合效率这一主要目标,从理论和实验上深入分析和探索半导体激光器到单模光纤的耦合技术。

1. 基于模式耦合理论,建立光学耦合系统的一般几何模型,并在此基础上,导出耦合效率的计算方法,讨论影响耦合效率的各种因素,从而针对主要损耗来源提出可行途径。

2. 根据实验室现有的物质条件和技术条件,在原来基础上着重从理论上分析目前应用最广的锥端球面微透镜用于小功率LD到单模光纤的耦合时其耦合效率与结构参数之间的关系,探讨其进一步提高耦合效率的固有局限性。

3. 在小功率半导体激光器到单模光纤耦合的基础上,重点研究耦合难度大得多的大功率LD到单模光纤的耦合技术,至少把耦合效率提高40%以上(损耗相应降低到4dB以下),同时具有良好的稳定性。到

基本思路是在光纤微透镜耦合和分离透镜耦合两个方向上作进一步的探索并对两种方法进行总结和比较。

第二章 耦合理论及几何模型

光波耦合实质为模场匹配。当光功率从LD注入单模光纤时，其耦合效率、偏移容差等性能与LD、单模光纤的模场分布及光学系统的传输特性有密切关系。

下面，首先简要阐述单模光纤和LD的模场分布，然后建立LD到单模光纤耦合的一般数学模型，并进行详细的理论分析，明确影响耦合效率的各种因素。

§ 2.1 单模光纤的模场分布

单模光纤要实现单模传输，必须满足一定的条件，即单模传输条件。这时，它有着特定的模场分布，并且可用单一的特征量模场半径来描述。

一、单模传输

单模光纤芯径为 $2a$ ，包层直径为 $2b$ ，折射率呈阶跃分布，

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & 0 \leq r \leq a \text{ (Fiber Core)} \\ n_2 & r > a \text{ (Cladding)} \end{cases} \quad (2.1-1)$$

相对折射率差

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.1-2)$$

数值孔径

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.1-3)$$

对于标准单模光纤，芯径 $2a=8\sim 10\mu\text{m}$ ，包层直径 $2b=125\mu\text{m}$ ， $\Delta \approx 0.1\sim 0.3\%$ ， NA 在 $0.1\sim 0.15$ 之间。其整体结构参数可用归一化频率 V 来表征，

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.1-4)$$

其中 k_0 为真空中光波波数， λ_0 是真空中光波波长。

实际的阶跃单模光纤可以看成是无限长圆柱系统, 芯区半径为 a , 折射率为 n_1 ; 包层沿径向延伸到无穷远处, 折射率为 n_2 ; 光纤材料为线性、无损、各向同性的电介质。

在标量近似下, 通过解波导场方程, 结合边界条件, 得到单模光纤导波本征模的Bessel函数表示[54]:

$$\psi(r) = A_0 \begin{cases} J_0(Ur/a) & 0 \leq r \leq a \\ K_0(Wr/a) & r > a \end{cases} \quad (2.1-5)$$

A_0 为归一化常数, J_0 为第一类贝塞尔函数, K_0 为第二类变态贝塞尔函数, U 和 W 是场的归一化横向传播常数, U 值反映了导模在芯区中的驻波场的横向振荡频率, W 值则反映了导模在包层中的消逝场的衰减速度, W 越大衰减越快。

当 $V_c < 2.405$ 时, 在光纤中只存在基模即 HE_{11} 模, 其它导模均截止, 即得到单模传输条件:

$$V_c = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2.405 \quad (2.1-6)$$

可见, 单模光纤的单模传输取决于工作波长、折射率分布和芯径尺寸。

二、模场分布

单模光纤的模场分布即为基模 HE_{11} 模的模场分布。理想阶跃单模光纤的基模场场解(横向场分布)如式(2.1-5)所示。不过, 该式的具体表达形式比较复杂, 计算起来很不方便。

实际上, 单模光纤作为一种弱导光纤, 其基模场分布实际上很接近高斯函数分布, 所以可以按照一定的判据找出其高斯近似场解, 其精确程度取决于确定高斯模场半径 ω_f 的不同判据。高斯函数只有一个特征量 ω_f , 使用起来比用贝塞尔函数、变态贝塞尔函数表示的场分布要方便得多。

对于光场的耦合, 模场半径 ω_f 应用最广的一种定义方法是重合积分定义法, 也叫最大激发效率判据法[54], 并由此将基模场表示为:

$$\psi_f(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_f} e^{-\frac{r^2}{\omega_f^2}} \quad (2.1-7)$$

其中, ω_f 为 $1/e$ 光场强度半径。

利用数值方法可求得最大激发效率的 ω_f 值, 对于阶跃折射率分布光纤, 实际应用中常利用Marcuse公式作近似计算[55]:

$$\omega_f = a \left(0.65 + 1.619V^{-3/2} + 2.879V^{-6} \right) \quad (1.5 < V < 3) \quad (2.1-8)$$

§ 2.2 半导体激光器的模场分布

LD模场特性对于LD到单模光纤之间的耦合至关重要, 其中LD的发光面积、光束发散角及空间分布等直接影响着LD到单模光纤的耦合效率。

一、LD的模式[56]

LD谐振腔所允许的光场模式分为横电模TE模($E_z=0$)和横磁模TM模($H_z=0$)两组相互独立的模式, 其中每一组模式都由三个指数 m 、 n 、 q 来表示, 分别对应电磁场沿腔中三个主轴方向即 x (平行于LD结平面方向)、 y (垂直于LD结平面方向)和 z 轴(光束传播方向)上作“半个正弦”变化的数目。其中纵模是指 m 、 n 不变, 只有 q 变化的那些模式。每一个 q 值就对应着光子的一个振荡频率或波长, 或者说对应一个振荡模式。由于纵模之间的间隔很小, 一般为几Å, 故纵模基本上决定了光谱宽度。横模指数 m 、 n 表示沿 x 轴、 y 轴方向的“半个正弦”变化数目。不同的模式对应着不同的远场分布(光斑图案)。TEM_{00q}表示基模。

从耦合的角度而言, 我们主要关心的是LD的横向场分布即横向模式。一个好的激光器, 在横向模式上, 应是基横模输出, 并且两个方向上尽可能对称, 这样, 光能比较集中, 利于LD到单模光纤的耦合与传输。

为实现基横模输出, 则要求LD有源层厚度在0.1~0.2μm左右, 且与侧向(x 轴方向)波导结构有关。增益波导LD的侧向模式较差, 一般呈光丝(即多侧模发射), 而且存在象散, 现在已很少使用, 为折射率波导结构LD所替代。

二、LD近场和远场分布[57]

LD输出光束可近似看成束腰在解理面(输出端面)上的高斯光束, 其模场分为近场和远场。近场指光场在解理面上的分布, 它主要和激光器

的侧向模式相联系；远场则是指距输出端面一定距离处光束在空间上的分布，通常与光束的发散角相联系。

对于LD的大多数应用，总是希望基模输出，而且具有圆对称光斑，以便于用普通透镜进行光束变换，比如与圆对称单模光纤的高效率耦合。而实际上，LD具有矩形波导结构，而且有源区的截面尺寸很小，一般为 $(0.1 \sim 0.2) \mu\text{m} \times (2 \sim 4) \mu\text{m}$ ，这就决定了其输出光束特性与固体及气体激光器有显著的差异：其一，近场呈椭圆分布，平行于结平面方向上束宽 ω_x 大于垂直于结平面方向上的束宽 ω_y ；其二，远场光斑也呈椭圆分布，垂直结平面方向上束宽大于平行于结平面方向束宽；其三，具有很大的远场发散角，一般地，平行于结平面方向上半功率点处全角（FWHM） $2\theta_x$ 为 $10^\circ \sim 20^\circ$ ，垂直于结平面方向上 $2\theta_y$ （FWHM）则达到 $30^\circ \sim 50^\circ$ 。

LD近、远场的归一化场分布分别表示为：

近场分布：

$$\psi_1(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\omega_x \cdot \omega_y}} \exp \left[- \left(\frac{x^2}{\omega_x^2} + \frac{y^2}{\omega_y^2} \right) \right] \quad (2.2-1)$$

远场分布：

$$\begin{aligned} \psi_1(x, y, z) = & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\omega_x \cdot \omega_y}} \exp \left[- \left(\frac{x^2}{\omega_x^2} + \frac{y^2}{\omega_y^2} \right) \right] \\ & \exp \left[-ik \left(z + \frac{x^2}{2R_x} + \frac{y^2}{2R_y} \right) + \frac{i}{2} (\varphi_x + \varphi_y) \right] \end{aligned} \quad (2.2-2)$$

其中 ω_x 、 ω_y 分别为x、y方向上的束腰半宽，椭圆度 $\varepsilon = \omega_x / \omega_y$ 。 ω_x 、 ω_y 分别为距离束腰（即LD发光端面）z处x、y方向上的光斑半宽， R_x 、 R_y 为z处相应方向上的波面曲率半径， φ_x 、 φ_y 为z处的附加相移。

§ 2.3 模式耦合效率

一、模式耦合和转换 [58]

激光谐振腔、光波导等光学结构或系统的模式可用厄密-高斯函数或拉盖尔-高斯函数来描述。如果一个模式从一个光学结构（系统）如激光谐振腔发射出来，注入另一个系统，那么将在被注入系统中激发起一系

列模式。被激发起的模式的数量、分布和强度是注入模式参数、被注入系统参数以及两者相对位置的函数。通常情况下，注入、被注入模式参数不相同，以半导体激光器LD出射光注入光纤为例，因模场失配，LD发出的基模除激发起光纤的基模外，还将激发出一系列高阶模，即发生了模式转换。一般不希望这种情况出现，因为能量将分散到多个被激发的模上，而不是集中在某个我们所希望的模如基模上。

为避免模式转换，我们可采用模匹配技术。所谓模匹配，指注入一个单模（通常为基模）只激发出系统一个相应的单模。因此注入模的能量全部传递给这个被激发的模，而不向其它模转移。为实现模匹配，要求注入模的参数与被激发模的参数完全一致，为此，通常采用一个适当的光学元件或系统对入射光束进行变换。从这个意义上讲，模匹配技术，实际上就是光束变换技术。

二、基模的耦合效率^[9]

为分析注入模能量在被注入系统各本征模上的分配情况，可将注入模按该系统本征模展开，求得的展开系数即耦合系数。由于本课题所涉及的主要是LD基模与单模光纤基模之间的耦合，下面就围绕基模之间的耦合进行讨论。

不论是方形结构波导还是圆对称结构波导，基模场分布同为高斯形，

$$TEM_{00}(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2}\right) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2R}\right) \quad (2.3-1)$$

下面以方形结构波导为例，讨论模式耦合系数的计算。如图2.1所示，假设单位功率的 $TEM_{\bar{m}\bar{n}}$ 模从左边入射，在参考平面处（按方便选择位置）的光斑半径和波面曲率半径分别为 $\bar{\omega}$ 和 $\bar{R}$ ，右边系统在参考平面处的模式参数相应为 ω 和 R ， R 、 $\bar{R}$ 符号规定为，当观察者从左边顺着光的传播方向看去，等相面为凹面时，符号为负，反之为正。入射波在右边系统（被注入系统）中激起一系列 TEM_{mn} 模，激发模场为 $c_{\bar{m}\bar{n}mn} \psi_m \psi_n$ ，复振幅 $c_{\bar{m}\bar{n}mn}$ 就定义为耦合系数。为求出耦合系数，令

$$\bar{\psi}_{\bar{m}}(x) \cdot \bar{\psi}_{\bar{n}}(y) = \sum_m \sum_n c_{\bar{m}\bar{n}mn} \psi_m(x) \psi_n(y) \quad (2.3-2)$$

利用 ψ_m 、 ψ_n 的正交性，有

$$c_{\bar{m}\bar{n}mn} = c_{\bar{m}m} \cdot c_{\bar{n}n} \quad (2.3-3)$$

$$c_{\bar{m}m} = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\psi}_{\bar{m}}(x) \psi_m^*(x) dx \quad (2.3-4)$$

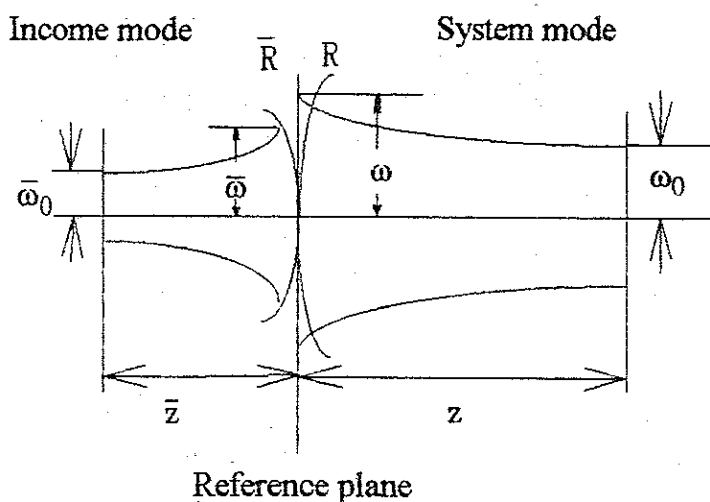


图2.1 模式耦合参数示意图

$c_{\bar{m}m}$ 表达式类推。代入基模场函数表达式 (2.3-1a) 或 (2.3-1b)，得到束腰半宽分别为 $\bar{\omega}_0$ 、 ω_0 的两个基模之间的耦合效率

$$\eta = (c_{00} \cdot c_{00}^*)^2 = \frac{4}{\left(\frac{\omega_0}{\bar{\omega}_0} + \frac{\bar{\omega}_0}{\omega_0}\right)^2 + \left(\frac{\lambda d}{\pi \bar{\omega}_0 \omega_0}\right)^2} \quad (2.3-5)$$

其中 $d = \bar{z} + z$ ，即 η 与参考平面的选择无关。

三、系统有横向偏移和角向偏移时基模的耦合

上面所计算的是注入模与系统模式在共轴的理想情况下得到的，(2.3-5) 式同时描述了存在纵向偏移 d 时对耦合效率的影响。在实际应用中，还会发生或大或小的横向或角向偏移。

假设仅 x 方向上与光轴有一微小的横向偏移量 x_0 (y 轴方向上偏移为零)，则

$$\bar{\psi}_0(x) = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\bar{\omega}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{\bar{\omega}^2} - ik \frac{(x-x_0)^2}{2\bar{R}}\right] \quad (2.3-6)$$

代入 (2.3-4) 式，可以得到，

$$c_{x_0} = c_{00} \exp \left[-x_0^2 \left(\frac{1}{\bar{\omega}^2} + \frac{ik}{2\bar{R}} \right) \left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{ik}{2R} \right) / q \right] \quad (2.3-7)$$

相应的, 有横向偏移 x_0 时的耦合效率为

$$\eta_{x_0} = |c_{x_0}|^2 \cdot |c_{00}|^2 = \eta_{\max} \cdot \exp \left[-2x_0^2 \left(\frac{1}{\bar{\omega}^2} + \frac{ik}{2\bar{R}} \right) \left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{ik}{2R} \right) / q \right] \quad (2.3-8)$$

其中

$$q = \frac{1}{\omega^2} + \frac{1}{\bar{\omega}^2} + \frac{ik}{2} \left(\frac{1}{\bar{R}} - \frac{1}{R} \right) \quad (2.3-9)$$

当仅有微小轴向倾斜时, 设倾斜角为 θ , 将其转化为横向偏移 $x = \theta \cdot z$

$$\bar{\psi}_0(x) = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\bar{\omega}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{x^2}{\bar{\omega}^2} - ik \left(\frac{x^2}{2\bar{R}} + \theta \cdot x \right) \right] \quad (2.3-10)$$

代入(2.3-4)式, 得到

$$c_\theta = c_{00} \exp \left(-\frac{k^2 \theta^2}{4q} \right) \quad (2.3-11)$$

$$\eta_\theta = |c_\theta|^2 \cdot |c_{00}|^2 = \eta_{\max} \cdot \exp \left(-\frac{k^2 \theta^2}{2q} \right) \quad (2.3-12)$$

§ 2.4 光学耦合系统的几何模型与耦合效率

采用适当的光学系统进行光束变换, 使LD与单模光纤实现完全模场匹配时, 若不考虑材料吸收和反射损耗, 耦合效率可接近100%。而实际上, 光学系统因有限孔径、象差、系统失准等因素总会偏离理想情况, 使得耦合效率通常大大低于100%。为分析耦合效率与耦合系统各因素之间的关系, 我们可借鉴经典光学成像问题中的一些概念和分析方法。

耦合问题与经典光学成像问题相比, 有两个主要区别, (1) 经典光学中遇到的大多数情况是朗伯光源照明的非相干系统, 我们主要考虑其辐射光强度的分布和非相干传递函数。而LD、透镜系统和单模光纤共同构成一个相干光学系统, 我们所关心的则主要是其光场分布和相干传递函数。(2) 在经典光学系统中, 为保证一定的成像范围和质量, 一般人为的设置孔径光阑和视场光阑, 前者用来限制成像光束的立体角, 它决

定轴上点成像光束中边缘光线的最大倾斜角，称之为光束的孔径角；后者决定物平面或物空间中有多大的范围能被系统成像，即限制光学系统的视场。因此，这两种光阑在成像系统中起着很重要的作用。而光学耦合系统中，光阑就不那么重要了，因为耦合系统的主要目的，就是尽可能高效率的把LD光功率耦合进单模光纤，限制或拦截光束无助于提高耦合效率，所以光阑总是尽量大；此时，实际起孔径光阑作用的常常是耦合透镜本身的孔径，起视场光阑作用的则是LD发光面和单模光纤端面本身。不过，为了表述的方便，仍采用孔径光阑这一概念，把它作为定义入瞳、出瞳平面和透镜变换函数等参数的参照，主要起着参考平面的作用。除上述两点不同之外，经典光学成像系统的许多分析方法均可方便的应用到耦合问题上来。

下面，将在经典光学成像系统基础上，运用模式耦合和衍射理论来描述和分析耦合效率及其与模场半宽失配、象差、系统失调（包括横向、纵向和角向失准）等因素之间的关系。

考虑一个一般的耦合系统，它可能由一个或多个透镜组成，但不管其内部结构如何，我们可为之建立一个普遍适用的模型。

如图2.2所示，沿用成像系统的一些基本概念，耦合系统都可分为三个部分：（1）物平面到入瞳部分；（2）入瞳到出瞳部分；（3）出瞳到象平面部分。这里，物平面是LD光束束腰所在平面（即LD发光面），象平面是LD光束经光学系统变换后束腰所在平面（亦即LD发光面经光学系统成像后的象平面），入瞳和出瞳是指系统限制光束的孔径光阑在物象空间的几何象，这里的孔径光阑为透镜本身的通光孔径。

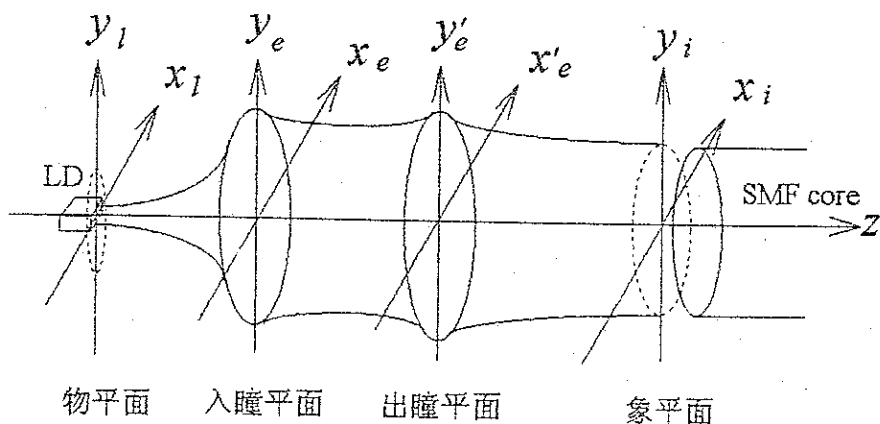


图2.2 耦合系统的一般模型

光波在一、三两个部分内的传播可按菲涅尔衍射处理，而对于第二部分，即透镜系统，看作一个“黑箱”，暂不考虑其内部具体结构，只要能确定它两端的边端性质，整个透镜系统的性质就可以确定下来。所谓边端性质，指成像光束在入瞳和出瞳平面上的物理性质。对于实际的透镜系统，边端性质可分为两类：衍射受限系统和有象差系统[59], [60]。

衍射受限系统是指系统可不考虑象差影响，仅考虑光瞳产生的衍射限制。当象差很小，或者系统的孔径和视场都不大，实际光学系统就可以看做是衍射受限系统。其边端性质为：物面上任一点光源发出的发散球面波投射的入瞳上，被透镜系统变换为出瞳上的会聚球面波。

有象差系统的边端性质则为：点光源发出的发散球面波投射到入瞳上，出瞳处的波面明显偏离理想球面波。偏离程度由波象差描述，它决定于透镜系统本身的物理结构。

LD到单模光纤的耦合，由于LD光束的大发散角，透镜系统通常为有象差系统，并且随具体结构的不同，存在一定程度的衍射。所以，LD到单模光纤的耦合系统是一个既有象差又有衍射的系统。

1. 物面上光场分布（功率归一化） $\psi_l(x_l, y_l)$ 。

物面上光场分布即LD近场分布

$$\psi_l(x_l, y_l) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\omega_{lx} \cdot \omega_{ly}}} \exp \left[- \left(\frac{x_l^2}{\omega_{lx}^2} + \frac{y_l^2}{\omega_{ly}^2} \right) \right] \quad (2.4-1)$$

2. 入瞳面上光场分布 $\psi_L(x_e, y_e)$ 。

$\psi_L(x_e, y_e)$ 是物平面场分布的菲涅尔衍射，亦即LD远场分布。对基模椭圆高斯光束进行菲涅尔衍射积分计算，有

$$\psi_L(x_e, y_e) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\omega_{zx} \cdot \omega_{zy}}} \exp \left[- \left(\frac{x_e^2}{\omega_{zx}^2} + \frac{y_e^2}{\omega_{zy}^2} \right) \right] \cdot \exp \left[- ik \left(\frac{x_e^2}{2R_{zx}} + \frac{y_e^2}{2R_{zy}} \right) \right] \quad (2.4-2)$$

其中，

$$\omega_{zx} = \omega_{lx} \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_{lx}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.4-3a)$$

$$R_{zx} = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_{lx}^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (2.4-3b)$$

ω_x 、 R_x 表达式只要把上述各式下标中的 x 换为 y 即可得到。这里已略去只与纵向坐标有关，而与 x_e 、 y_e 方向无关的常量相位因子（它们不影响位相的空间相对分布，即它们不会改变光波波面的形状）。

3. 出瞳面上 LD 光场的分布 $\psi'_L(x'_e, y'_e)$ 。

在正则坐标下， $\psi'_L(x'_e, y'_e)$ 等于入瞳面上场分布与透镜系统的变换函数 $H(x'_e, y'_e)$ 的乘积。

$$\psi'_L(x'_e, y'_e) = \frac{1}{m_e} \psi_L\left(\frac{x'_e}{m_e}, \frac{y'_e}{m_e}\right) \cdot H(x'_e, y'_e) \quad (2.4-4)$$

$$H(x'_e, y'_e) = A(x'_e, y'_e) \cdot \exp\left[-ik \frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2f}\right] \exp[-ikW(x'_e, y'_e)] \quad (2.4-5)$$

其中， m_e 为光瞳放大率， $A(x'_e, y'_e)$ 是振幅调制因子，当无振幅调制即无光功率的衰减和重新分配时，取值为 1。 $\exp\left[-ik \frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2f}\right]$ 是把透镜系统等效为一个焦距为 f 的薄透镜时相位调制因子，它是理想情况下的高斯近似。 $W(x'_e, y'_e)$ 是透镜系统的象差，即出瞳面上实际波面与理想球面波的偏差，无象差时，取值为零。 $\exp[-ikW(x'_e, y'_e)]$ 相应为实际系统存在象差时引起的附加相位调制。 m_e 为光瞳放大率。

4. 象平面上场分布 $\psi_i(x_i, y_i)$ 。

出瞳面上场分布经菲涅尔衍射后得到象面上场分布。

5. 接收光纤在其端面上的模场分布 $\psi_f(x_f, y_f)$ 。

$\psi_f(x_f, y_f)$ 即单模光纤的基模模场分布。

$$\psi_f(x_f, y_f) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_f} \exp\left(-\frac{x_f^2 + y_f^2}{\omega_f^2}\right) \quad (2.4-6)$$

6. 接收光纤在出瞳面上的远场分布 $\psi'_f(x'_e, y'_e)$ 。

与 LD 远场分布类似，利用菲涅尔衍射，求得

$$\psi'_f(x'_e, y'_e) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega'_f} \exp\left(-\frac{x_e'^2 + y_e'^2}{\omega_f'^2}\right) \cdot \exp\left[-ik \left(\frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2R_{z'}}\right)\right] \quad (2.4-7)$$

这里已略去常量相位因子。

$$\omega'_f = \omega_f \left[1 + \left(\frac{\lambda z'}{\pi \omega_f^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.4-8a)$$

$$\omega'_f = \omega_f \left[1 + \left(\frac{\lambda z'}{\pi \omega_f^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.4-8b)$$

实际情况中, 由于 ω_f 相对较大, 经过 z' 距离传输之后变化不大, 常常把 ω'_f 看做与 ω_f 相同, 即把光纤模场近似看作平面波。

7. 耦合效率的计算公式。

$$\eta = \eta_T \cdot \eta_c \quad (2.4-9)$$

其中 η_T 是系统透过率, 它主要反映了有限孔径的衍射损耗和透镜表面、光纤端面的菲涅尔反射损耗。 η_c 是模式耦合效率。

$$\eta_c = \frac{\left| \iint \psi_L'^* \cdot \psi_f' dx'_e dy'_e \right|^2}{\iint \psi_L'^* \cdot \psi_L' dx'_e dy'_e \iint \psi_f'^* \cdot \psi_f' dx'_e dy'_e} \quad (2.4-10)$$

§ 2.5 耦合损耗的主要来源

上节给出了一般光学耦合系统耦合效率计算的普遍公式, 利用它我们可以分析各因素对耦合效率的影响和耦合损耗的主要来源。

1. 对于无象差、无衍射、无反射和吸收的理想光学系统, 即

$$A(x'_e, y'_e) = 1, W(x'_e, y'_e) = 0 \text{ 时,}$$

$$H(x'_e, y'_e) = \exp \left(-ik \frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2f} \right) \quad (2.5-1)$$

此时耦合损耗主要取决于系统的一阶成象性质, 即近轴高斯光学性质。

A. 模场半宽失配损耗 α_m 。

定义 $v = \omega'_f / \omega_f = m \omega_i / \omega_f$ 为模场半宽失配率, 它与系统的放大率相联系。这里, ω_i 为 LD 的等效束腰半宽, ω'_f 为 ω_i 经透镜系统变换后的等效束腰半宽, m 为束腰放大率。模场半宽失配所引起的损耗为:

$$\alpha_m = -10 \log \left(\frac{2v}{v^2 + 1} \right)^2 \quad (\text{dB}) \quad (2.5-2)$$

B. 椭圆度损耗 α_e 。

由于LD发出椭圆光束 (椭圆度 $\varepsilon = \omega_x / \omega_y$), 如果没有进行椭圆度校正, 在 $v=1$ 且无其它损耗来源时, 仍有椭圆度损耗

$$\alpha_e = -10 \log \frac{4\varepsilon}{(\varepsilon+1)^2} \quad (\text{dB}) \quad (2.5-3)$$

α_m 随 v 的变化曲线、 α_e 与 ε 的关系曲线如图2.3所示。选择合适的透镜或透镜组合和工作距离, 可使 $v=1$, $\alpha_m=0$ 。 ε 则取决于LD自身的圆对称性。

2. 当 $A(x'_e, y'_e) < 1$ 时, 相当于透镜系统对LD光场进行了幅度调制。引起幅度调制的因素主要有透镜和光纤端面的菲涅尔反射、有限孔径衍射 (玻璃介质的吸收损耗和散射损耗很小, 可忽略不计)。

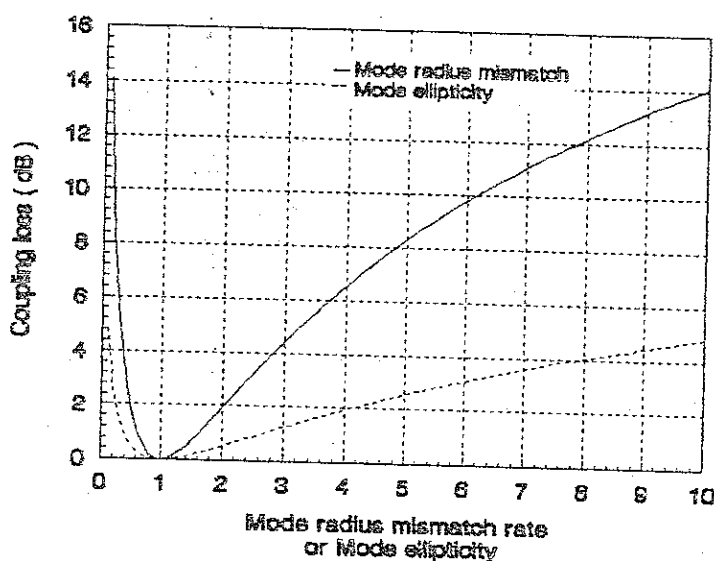


图2.3 α_m 与 v 以及 α_e 与 ε 的关系曲线

 C. 菲涅尔反射损耗 α_{fr} 。

随着透镜形状的不同和光束发散角大小的变化, 透镜表面各点处的反射率也不一样, 一般可通过积分求出各表面的反射损耗, 在加上光纤端面的反射损耗, 就得到整个系统的菲涅尔反射损耗 α_{fr} 。 α_{fr} 可以用镀增透膜的方法来减小。

D. 有限孔径的衍射损耗 α_{fd} 。

$$\alpha_{fd} = \frac{\iint_A |\psi_L(x_e, y_e)|^2 dx_e dy_e}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_L(x_e, y_e)|^2 dx_e dy_e} \quad (2.5-4)$$

其中 A 为有限孔径即入瞳所包含的区域。

3. 当 $W(x'_e, y'_e) \neq 0$ 时, 为有象差系统。

E. 象差损耗 α_{ab} 。

象差使得实际波面偏离理想波面而导致模场失配, α_{ab} 一般先通过光线追迹的方法求出波象差 $W(x'_e, y'_e)$, 然后积分得到。 α_{ab} 的大小与透镜的表面形状和焦距大小有密切关系。相同结构和形状的透镜, 焦距越小, α_{ab} 越小。并且, 相同的焦距时, 球面、抛物面、双曲面形状的透镜 α_{ab} 依次减小。对通常的球面透镜, α_{ab} 常高达 2dB 左右, 成为损耗的一个主要来源。

F. 除 A~E 五种损耗外, 还有一种损耗称之为场型失配损耗 α_{fs} 。

在上面所有讨论中, 我们均视 LD 模场为基模椭圆高斯分布, 视单模光纤基模场为圆对称高斯分布。实际上, 这都只是一定程度上的近似处理。LD 因自身结构、工艺的不完善性使得其模场常偏离高斯分布, 呈现出一定的不规则性。单模光纤的光矢量场如电分量与高斯分布也有所不同, 准确场分布是零阶贝塞尔函数。 α_{fs} 难以从理论上计算, 一般通过实验来推算, 多在 0.5~1.0dB。

综上所述, 光学耦合系统的总损耗等于

$$\alpha = \alpha_m + \alpha_e + \alpha_{fr} + \alpha_{fd} + \alpha_{ab} + \alpha_{fs} \quad (\text{dB}) \quad (2.5-5)$$

上面主要分析了耦合损耗的计算和来源, 它是本课题最关心的问题。此外, 1dB 失调容差和制作成本也是耦合系统的两个重要指标。在后面章节中将根据模式耦合理论和具体的耦合系统对其进行分析。光反馈对一般实用系统并不严重, 还可以镀减反膜来消除, 本课题将不作讨论。

第三章 小功率半导体激光器到单模光纤的耦合

§ 3.1 引言

光纤通信中,最初为小功率激光器,大功率激光器则是近些年来主要作为一种性能优良的泵源受到人们的青睐,并迅速发展和应用到其它一些领域。与大功率半导体激光器相比,小功率半导体激光器主要有以下不同,(1)功率不同。小功率LD芯片功率一般为数百微瓦到数毫瓦,而大功率LD一般为几毫瓦到几瓦。(2)波长不同。小功率LD波长多为 $0.85\mu\text{m}$ 、 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$,大功率LD主要为 $0.81\mu\text{m}$ 、 $0.98\mu\text{m}$ 和 $1.48\mu\text{m}$ 。(3)模式不同。小功率LD圆对称性较好,椭圆度 $\epsilon \approx 1 \sim 1.5$,由此而引起的椭圆度损耗低于 0.2dB ,进行耦合时可不考虑椭圆度校正;平行于、垂直于结平面方向上的远场发散角典型值分别为 $10^\circ \sim 20^\circ$ 、 $30^\circ \sim 40^\circ$ (FWHM)。大功率LD则具有较大的椭圆度, ϵ 常高达 $4 \sim 7$,引起的损耗不容忽视,而且垂直于结平面方向上有着更大的远场发散角,常高达 40° 以上,给耦合带来了很大困难。(4)用途不同。小功率LD主要用作光纤通信、光存储的光源和其它信号源;大功率LD则多用于掺铒光纤放大器、光纤激光器、固体YAG激光器等光电子器件的泵浦。

从耦合的角度而言,小功率LD与大功率LD并无本质不同,用于小功率LD的耦合技术也可以推广到大功率LD的耦合,只不过小功率LD模式特性较好,耦合难度比起大功率LD要小得多。并且自七十年代中期光纤通信逐渐推广应用以来,人们对各种通信用小功率LD到光纤特别是到单模光纤的耦合的研究比较深入,耦合技术比较成熟。

根据目前耦合技术的现状、发展趋势和实验室的现有条件,本章将着重从理论上分析目前应用最为广泛的锥端球面微透镜的模场变换特性、耦合效率的计算及其与微透镜结构参数和工作距离等因素之间的关系,同时实验研究进行对比,找出限制耦合效率进一步提高的关键因素。在此基础上,探讨进一步提高耦合效率的途径。并为下一章大功率半导体激光器到单模光纤的耦合打下基础。

§ 3.2 高斯光束的传输与变换

从本质上来说, 研究LD到单模光纤的耦合也就是研究高斯光束的传输及耦合透镜或系统对光束的变换, 并找出传输和变换的规律。因此, 分析高斯光束的传输和变换, 是本课题的一个基本理论依据和重要工具。

研究高斯光束的传输和变换时, 是以几何光学近似为基础的, 即忽略衍射效应对高斯光场分布的影响。事实上, 对包括光纤微透镜在内的大多数的耦合系统, 这种影响很小, 所引起的近似误差可不考虑或作适当修正[61], [62]。

一、光线矩阵

光线矩阵法是一种用矩阵的形式表示光线传输和变换的方法, 它是以几何光学为基础的, 主要用来解决傍轴光束的传输和变换[63]。一条光线可用它离开光轴的距离和它的斜率两个参数来表征, 并用一个列阵表示。各种光学元件或光学系统对光线的变换作用则用一个二行二列的方阵来表示(称之为变换矩阵或ABCD矩阵), 而变换后的光线参数可写成变换矩阵与列阵的乘积。用矩阵法解决光线的传输和变换既简单又有利于用计算机进行计算, 而且可方便的加以推广, 用来解决高斯光束的传输和变换问题。

二、ABCD定则

所谓ABCD定则, 就是用变换矩阵来解决高斯光束传输和变换的规律。

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (3.2-1)$$

$$\frac{1}{q_i} = \frac{1}{R_i} - i \frac{\lambda}{\pi \omega_i^2} \quad (i=1, 2) \quad (3.2-2)$$

其中, q_1 、 q_2 分别是光学系统入射面和出射面上的复曲率半径, R_1 、 R_2 为相应的等相位面曲率半径, ω_1 、 ω_2 为相应的光斑半径。对一般的光束变换系统, 如图3.1所示, 设入射光束的束腰半径为 ω_{01} , 束腰到入

射面的距离为 l_1 ，出射光束的束腰半径为 ω_{02} ，束腰到出射面的距离为 l_2 ，则在入射面和出射面上的复曲率半径 q_1 、 q_2 分别为

$$q_1 = l_1 + iz_1 = l_1 + i\pi\omega_{01}^2/\lambda \quad (3.2-3a)$$

$$q_2 = l_2 + iz_2 = l_2 + i\pi\omega_{02}^2/\lambda \quad (3.2-3b)$$

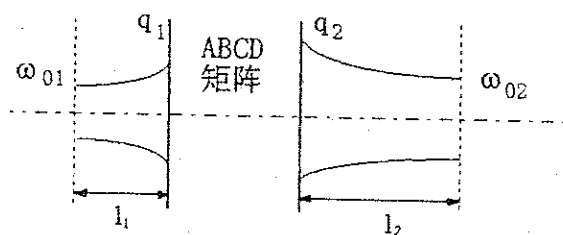


图3.1 高斯光束的ABCD矩阵变换

如果光学系统的变换矩阵为 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ ，代入(3.2.1)式，并把实部、虚部分开，得到[58]，

$$\omega_{02}^2 = \frac{(AD - BC)\omega_{01}^2}{(Cl_1 + D)^2 + (Cz_1)^2} \quad (3.2-4)$$

$$l_2 = \frac{(Al_1 + B)(Cl_1 + D) + ACz_1^2}{(Cl_1 + D)^2 + (Cz_1)^2} \quad (3.2-5)$$

即由ABCD定则可以方便地计算出变换后的光束的束腰大小和位置，从而确定了高斯光束的光场分布。

§ 3.3 锥端球面微透镜耦合的理论研究

锥端球面微透镜耦合结构如图3.2所示，分(i)球面微透镜、(ii)锥形光纤、(iii)单模光纤三个前后依次相连接的部分。为实现模场的最佳匹配，必须使

(1) LD模场经球面微透镜变换后的输出模场与锥形光纤注入端模场尽可能匹配。

(2) 锥形光纤的输出模场与单模光纤模场尽可能匹配；

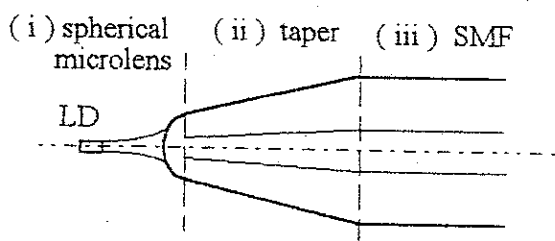


图3.2 锥端球面微透镜耦合结构示意图

根据光场传输的可逆性，也就是要使单模光纤的模场经锥形光纤和球面微透镜依次变换后与LD的模场分布尽可能匹配。为此，应首先分析三部分的模场分布和模场变换规律，单模光纤模场分布在第二章已讨论过，下面，运用高斯近似理论对锥形光纤和球面微透镜进行分析。

一、锥形光纤的模场变换特性

锥形光纤有两种结构形式，第一种是在电弧放电加热情况下均匀拉伸光纤，使纤芯和包层一起成比例地缩小，得到纤芯、包层均呈锥形的所谓拉伸锥形光纤。第二种是通过化学腐蚀或机械研磨的方法，使包层呈锥形，而芯径保持不变，称之为锥形包层光纤。

1. 锥形包层光纤。其结构如图3.3 (a)所示，由于纤芯直径保持不变，所以光场在其中传播时，模场特性与芯径相同的单模光纤相同。锥形的作用在于减小端面直径，从而可在端面上形成曲率半径较小的球面微透镜。锥体端面上的模场半径

$$\omega_t = \omega_f \quad (3.3-1)$$

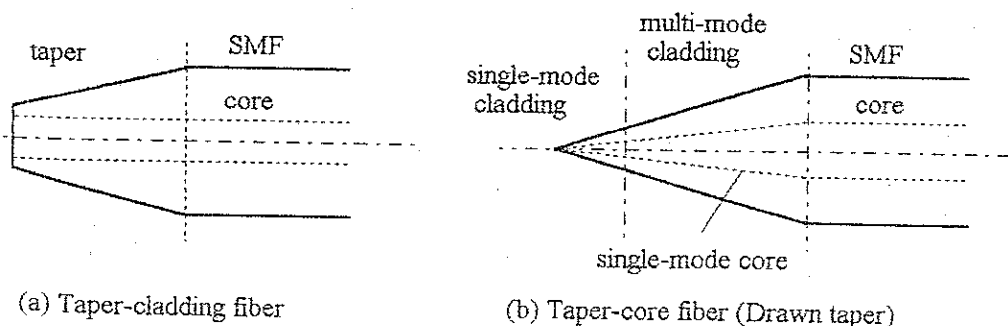


图3.3 锥形包层光纤和锥形纤芯光纤

2. 拉伸锥形光纤（也称作锥形纤芯光纤）。其结构如图3.3(b)所示。模场在其中的变换比锥形包层光纤要复杂得多，也难以用变换矩阵来描述。由于光纤偏离柱对称结构，模场的传输受到扰动，沿着锥轴的方向，并没有一个稳定的基模场分布。光功率将在基模（ HE_{11} 模）和高阶模（以包层模形式出现）之间发生耦合甚至出现基模截止。锥形光纤的传输损耗即光场通过锥形光纤之后基模能量的损失，依赖于锥体的形状和光波波长。当锥体各部分的本地锥角 θ_i 足够小时，模式耦合主要发生在 HE_{11} 模和次低阶模 HE_{12} 之间，结果表现为基模模场半径 ω_i 及其波面曲率半径的缓慢变化[64], [65]。

$$\frac{\omega_i}{a_i} = 0.65 + \frac{1.619}{V_i^{3/2}} + \frac{2.879}{V_i^6} \quad (3.3-2)$$

$$V_i = \frac{2\pi a_i}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.3-3)$$

其中， n_1 、 n_2 分别为纤芯和包层的折射率， a_i 、 V_i 分别为锥形光纤纤芯半径和归一化频率。

二、球面微透镜的模场变换特性

单模光纤的模场经锥形光纤变换后，到达球面微透镜（可看作平凸透镜）。不失一般性，设微透镜球面曲率半径为 R ，中心厚度为 L ，折射率 n 近似等于纤芯折射率 n_1 。运用高斯近似，得到其变换矩阵[63]，

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (1-n)/R & n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L/n \\ -1/f & 1 - (n-1)L/(nR) \end{bmatrix} \quad (3.3-4)$$

$$f = R/(n-1) \quad (3.3-5)$$

在热作用下形成的锥端球面微透镜，可以近似看作半球微透镜（Hemispherical microlens）， $L=R$ ，

$$T_R = \begin{bmatrix} 1 & R/n \\ -1/f & 1/n \end{bmatrix} \quad (3.3-6)$$

利用（3.2-4）式计算，得到变换后模场的束腰半宽 ω'_i 与微透镜曲率半径 R 的关系，

$$\left(\frac{\omega'_i}{\omega_i} \right)^2 = \frac{1}{1/n^2 + \left[\pi \omega_i^2 (n-1) / (\lambda R) \right]^2} \quad (3.3-7)$$

变化曲线如图3.4所示。这里，忽略了单模光纤模场经锥形光纤变换后波面的轻微弯曲。

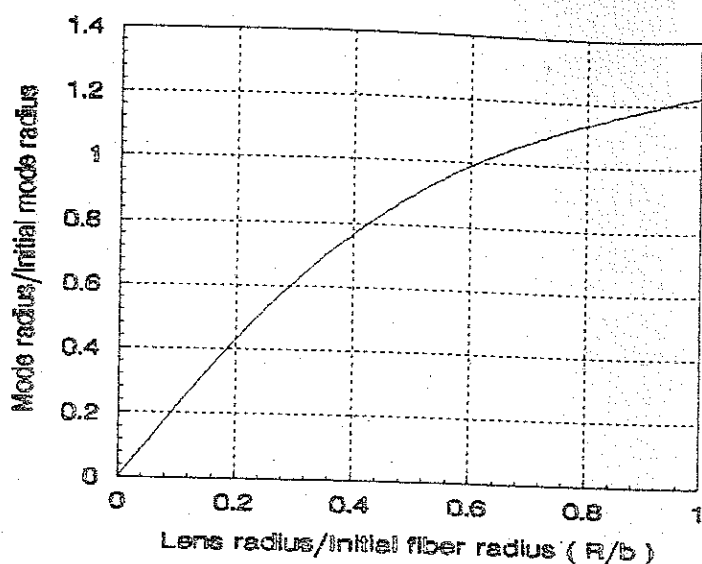


图3.4 ω'_l 与微透镜曲率半径R的关系曲线

三、耦合效率与锥端球面微透镜结构参数之间的关系

原理图如图3.5所示。仍不失一般性，设微透镜表面曲率半径为R，中心厚度变为L（对通常在热作用下直接把光纤锥端熔成微透镜的， $L \approx R$ ），折射率n约等于纤芯折射率，焦距 $f=R/(n-1)$ 。LD光束发光平面（即束腰位置）与微透镜顶点距离为d。

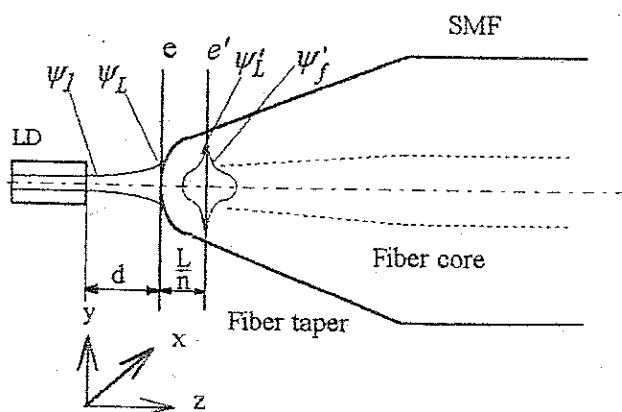


图3.5 锥端球面微透镜耦合原理

微透镜入射面为入瞳平面 e (即与物方主平面 p 重合), 则出瞳平面 e' 位于距微透镜顶点 L/n 处 (与象方主平面 p' 重合)。LD光束经微透镜变换后, 束腰位于距出瞳平面 z_0 处 (由于LD位于透镜焦点附近, 而且椭圆度 ε 较小, 故引起的束腰象散忽略不计, 即认为 x 和 y 方向上的象方束腰重合), 对应方向上的束腰半宽分别为 ω_{ox} 、 ω_{oy} , 在出瞳平面上的归一化模场分布为 $\psi'_L(x'_e, y'_e)$ 。

根据第二章建立的一般耦合模型, 要计算耦合效率。先要求出

(1) LD在入瞳平面 e 上的远场分布

$$\psi_L(x_e, y_e) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\omega_{dx} \omega_{dy}}} \exp \left[-\left(\frac{x_e^2}{\omega_{dx}^2} + \frac{y_e^2}{\omega_{dy}^2} \right) \right] \cdot \exp \left[-ik \left(\frac{x_e^2}{2R_{dx}} + \frac{y_e^2}{2R_{dy}} \right) \right] \quad (3.3-8)$$

这里已去掉与后面积分无关的常量相位因子

(2) 锥形光纤在出瞳面上的模场分布 ψ'_f (已略去常量相位因子)

$$\psi'_f(x'_e, y'_e) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega'_f} \exp \left[-\frac{x_e'^2 + y_e'^2}{\omega_f'^2} \right] \cdot \exp \left[-ik \left(\frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2R_{z'}} \right) \right] \quad (3.3-9)$$

其中 ω'_f 是锥形光纤端面模场 (模场半径为 ω_f) 在出瞳面上远场的模场半宽。实际情况下, 锥端与出瞳面距离很小, 而且其模场半径相对于LD模场半宽而言要大得多, 可近似视为平面波, 即用其近场分布代替远场分布不会引起显著误差。

(3) 透镜变换函数 H 的计算

H 的准确计算应采用衍射理论, 但衍射理论的计算过于繁琐 (对下一章所使用的自聚焦透镜更加困难), 故采用几何光学近似, 即

$$H(x'_e, y'_e) = A(x'_e, y'_e) \cdot \exp \left[-ik \frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2f} \right] \exp \left[-ikW(x'_e, y'_e) \right] \quad (3.3-10)$$

A 表征了微透镜的振幅调制, $\exp \left[-ik \frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2f} \right]$ 表示了薄透镜在近轴近似下的相位调制因子, $\exp \left[-ikW(x'_e, y'_e) \right]$ 则表征了象差所引起的对等相位面的附加相位调制。

(4) 透射光场在出瞳面上的分布。

由于入瞳平面、出瞳平面分别重合于物方主平面和象方主平面, 所以 $m_e = 1$, 于是

$$\psi'_L(x'_e, y'_e) = \frac{1}{m_e} \psi_L\left(\frac{x'_e}{m_e}, \frac{y'_e}{m_e}\right) \cdot H(x'_e, y'_e) = \psi_L(x'_e, y'_e) \cdot H(x'_e, y'_e) \quad (3.3-11)$$

一个实际的微透镜，因衍射和菲涅尔反射损耗使得 $A(x'_e, y'_e) < 1$ ，且不同位置上的 $A(x'_e, y'_e)$ 值不相同（介质吸收损耗和反射损耗很小，可忽略不计）。

$W(x'_e, y'_e) \neq 0$ 则来源于球面透镜的固有象差，尤其对于 LD 的大发散角光束，象差的影响不能忽略。下面分别计算 $A(x'_e, y'_e)$ 和 $W(x'_e, y'_e)$ 。

1. $A(x'_e, y'_e)$ 的计算

如图 3.6 所示， d' 为微透镜入射波面的曲率中心到其顶点的距离。

$$d' = R_i = d + \left(\pi \cdot w_l^2 / \lambda \right)^2 / d \quad (3.3-12)$$

R_i 即为入射波面的等效曲率半径， $w_l = \sqrt{w_k \cdot w_y}$ 为 LD 的等效模场半宽。

入射光边缘光线与光轴方向夹角

$$\theta_m = \sin^{-1} \left(\frac{R}{R + d'} \right) \quad (3.3-13)$$

当入射光线与光轴夹角大于 θ_m ，将无法进入微透镜。 θ_m 所对应的微透镜表面上的入射点与光轴距离 r_m 即为微透镜的有效孔径。

$$r_m = R \cdot \cos \theta_m \quad (3.3-14)$$

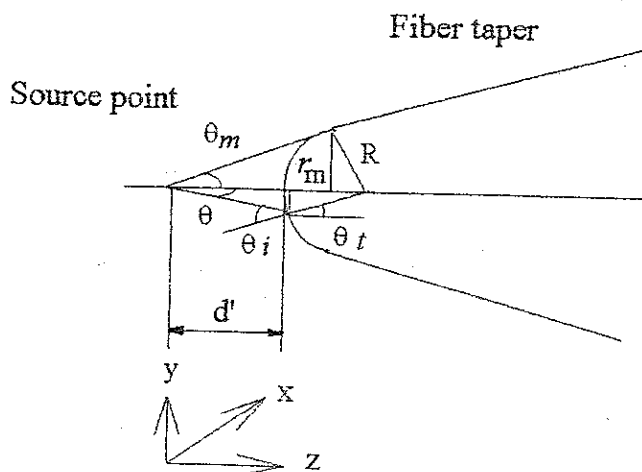


图 3.6 光场透过系数和透过率的计算

在有效孔径以内的光线，因菲涅尔反射，将部分透射。设有效孔径内任一入射光线与光轴夹角为 θ ，在微透镜表面入射点与光轴距离为 r ，入射角为 θ_i ，折射角为 θ_t 。由于任何偏振态的入射光均可分解为平行于入射面和垂直于入射面的p波和s波，下面分别考虑p波和s波的透过系数和透过率[66]。

$$t_p = \frac{2 \sin \theta_i \cos \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} = \frac{2 \cos \theta_t}{\cos \theta_i + n \sin \theta_i} \quad (3.3-15a)$$

$$t_s = \frac{2 \sin \theta_i \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t)} = \frac{2 \cos \theta_i}{n \cos \theta_i + \cos \theta_t} \quad (3.3-15b)$$

$$T_p = \frac{n \cos \theta_t}{\cos \theta_i} \cdot t_p^2 \quad (3.3-15c)$$

$$T_s = \frac{n \cos \theta_t}{\cos \theta_i} \cdot t_s^2 \quad (3.3-15d)$$

这里， t_p 、 t_s 分别为p波和s波的振幅透过系数， T_p 、 T_s 分别为p波和s波的透过率。由于 t_p 与 t_s 、 T_p 与 T_s 非常接近，近似有

$$t = (t_p + t_s)/2 \quad (3.3-16a)$$

$$T = (T_p + T_s)/2 \quad (3.3-16b)$$

$$A(x'_e, y'_e) = A(x_e, y_e) = \begin{cases} t & r \leq r_m \\ 0 & r > r_m \end{cases} \quad (3.3-17a)$$

$$r = \sqrt{x_e'^2 + y_e'^2} = \sqrt{x_e^2 + y_e^2} \quad (3.3-17b)$$

为进行后面的积分计算，作如下变换

$$\theta = \tan^{-1} \frac{r}{(d' + R) - \sqrt{R^2 - r^2}} \quad (3.3-18a)$$

$$\theta_i = \sin^{-1} \left(\frac{d' + R}{R} \sin \theta \right) \quad (3.3-18b)$$

$$\theta_t = \sin^{-1} (\sin \theta_i / n) \quad (3.3-18c)$$

这里，也可以算出透镜的透过率（反映了有限孔径的衍射损耗和菲涅尔反射损耗）。

$$\eta_c = \frac{\left| \iint \psi_L'^* \cdot \psi_f' dx_e' dy_e' \right|^2}{\iint \psi_L'^* \cdot \psi_L' dx_e' dy_e' \iint \psi_f'^* \cdot \psi_f' dx_e' dy_e'} \quad (3.3-22b)$$

积分区域为出瞳平面。该积分式直接包含了LD束腰半宽 ω_{lx} 、 ω_{ly} ，单模光纤模场半径 ω_f 或经锥形光纤变换后的模场半径 ω_l ，以及微透镜球面曲率半径 R 、工作距离 d 等参数，因此可方便地利用此公式分析各因素对耦合效率的影响。

当作高斯近似计算时，把透镜看作没有象差的理想透镜，并忽略衍射效应所引起的高斯光束场振幅分布的改变，即看做束腰半宽为 ω_{lx} 、 ω_{ly} 的LD椭圆高斯光束被理想的变换为束腰半宽为 ω_{ox} 、 ω_{oy} 的椭圆高斯光束，波面没有发生畸变。

令 $T=1$ ， $W(x_e', y_e')=0$ ， η_c 积分结果为：

$$\eta_c = |c_x|^2 \cdot |c_y|^2 = \frac{2}{\left[\left(\frac{\omega_f}{\omega_{ox}} + \frac{\omega_{ox}}{\omega_f} \right)^2 + \left(\frac{\lambda z_0}{\pi \omega_f \omega_{ox}} \right)^2 \right]^{1/2}} \frac{2}{\left[\left(\frac{\omega_f}{\omega_{oy}} + \frac{\omega_{oy}}{\omega_f} \right)^2 + \left(\frac{\lambda z_0}{\pi \omega_f \omega_{oy}} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (3.3-23a)$$

这里， d_0 为LD模场经透镜变换后束腰与锥形光纤端面模场束腰的距离。如果适当调整微透镜曲率半径 R 、中心厚度 L 和工作距离 d ，使 $d_0=0$ ，即LD模场变换后束腰位置与锥形光纤端面模场束腰位置重合，可提高耦合效率。此时，

$$\eta_c = 4 / \left[\left(\frac{\omega_f}{\omega_{ox}} + \frac{\omega_{ox}}{\omega_f} \right) \cdot \left(\frac{\omega_f}{\omega_{oy}} + \frac{\omega_{oy}}{\omega_f} \right) \right] \quad (3.3-23b)$$

值得指出的是，高斯近似下的理论值与实际耦合效率差别较大，这主要是因为它只考虑了近轴条件下模场半宽的匹配，而忽略了波面匹配，即忽略了透镜衍射、反射对光振幅分布的影响和象差对等相位面的影响。

四、横向失调容差

纵向失调容差在(3.2-23a)式中得到反映。对于横向和角向，由(2.3-8)、(2.3-12)式得到仅有横向偏移量 x_0 、 y_0 和角向偏移量 θ_0 时所分别对应的耦合效率

$$\eta_{x_0} = \eta_{\max} \cdot \exp \left(-\frac{2x_0^2}{\omega_{lx}^2 + \omega_l'^2} \right) \quad (3.3-24a)$$

$$\eta_{y_0} = \eta_{\max} \cdot \exp\left(-\frac{2y_0^2}{\omega_{ly}^2 + \omega_l'^2}\right) \quad (3.3-24b)$$

$$\eta_{\theta_0} = \eta_{\max} \cdot \exp\left(-\frac{2\omega_l^2 \omega_l'^2}{\omega_l^2 + \omega_l'^2} \cdot \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda^2}\right) \quad (3.3-24c)$$

其中, ω_{lx} 、 ω_{ly} 分别为LD在平行于和垂直于结平面方向上的束腰半宽, $\omega_l = \sqrt{\omega_{lx} \cdot \omega_{ly}}$ 为等效束腰半宽, ω_l' 为单模光纤经锥端球面微透镜变换后的模场半宽。

§ 3.4 锥端球面微透镜耦合的实验研究与评价

一、微透镜的制作

微透镜的制作如图3.8所示,

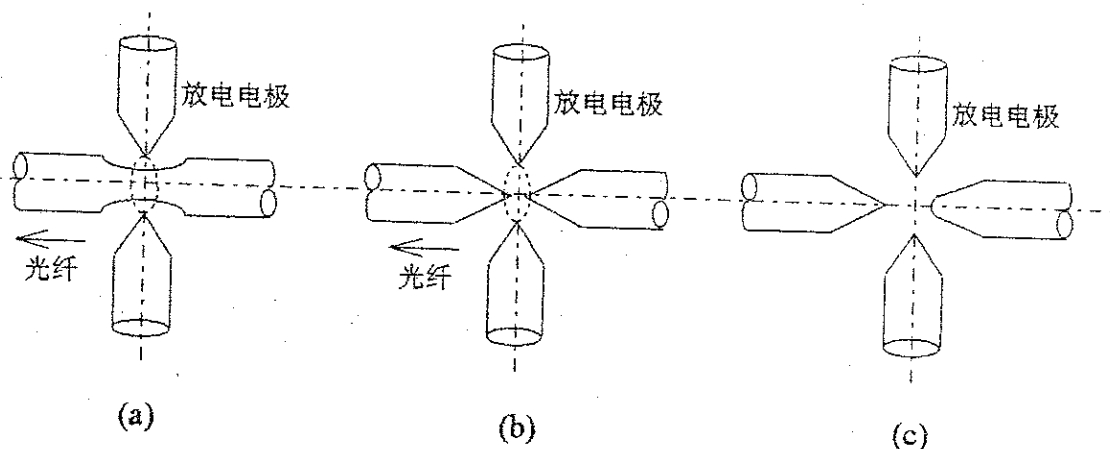


图3.8 锥端球面微透镜的制作过程

在光纤熔接机上, 首先, 通过弧光放电, 慢慢地拉伸单模光纤, 直至将光纤拉断, 这拉断的锥形光纤的具体形状和大小可以通过控制电极距离、放电电流大小和光纤拉伸速度来获得, 如图3.8(a)、(b)所示。再将电极移近其中要用的光纤头, 在小电流下迅速放电, 使光纤端部形成一球面微透镜, 如图3.8(c)所示。

实验所用的激光器为一般的通信用小功率半导体激光器，波长 $1.31\mu\text{m}$ ，远场发散角约为 30° (FWHM)。单模光纤采用外径 $124.5\mu\text{m}$ ，芯径 $9\mu\text{m}$ ，折射率差为0.2%的标准单模光纤。

二、耦合效率

对不同结构参数的微透镜进行理论计算和耦合实验，均表明，耦合效率与微透镜表面曲率半径 R 和工作距离 d 关系最为密切。锥体的形状在一个较宽的范围内对耦合效率无显著影响，为保证锥体的圆对称性并避免在锥形部分出现辐射模，锥体有一优化参数，通常锥体长度在 $250\sim 300\mu\text{m}$ 之间，锥端直径 $40\sim 60\mu\text{m}$ ，倾角 $10^\circ\sim 20^\circ$ 。微透镜曲率半径 R 及工作距离 d 与耦合效率的关系分别如图3.9和图3.10所示。

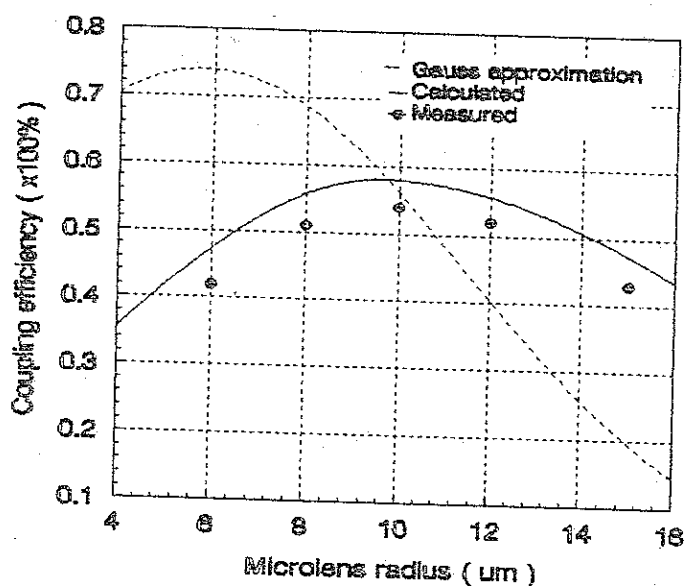


图3.9 工作距离优化条件下耦合效率 η 与微透镜曲率半径 R 的关系

由图3.9可以看出，在高斯近似下， $R\approx 5.8\mu\text{m}$ 时，耦合效率最高，约74%。按照本论文的计算方法，最佳耦合效率出现在 $R\approx 9.6\mu\text{m}$ ，约为58%。实验数据显示，本文的理论分析值与实验结果相吻合，较好的反映了微透镜曲率半径于耦合效率的关系，而高斯近似下的理论值与测量值偏差较大，反映了高斯近似方法的局限性。

图3.10则表明,耦合效率与工作距离的密切关系,最佳耦合效率出现在 $d \approx 0.6 \sim 0.9f$ 处。这主要因为,LD稍靠近单模光纤作轴向离焦时,一方面可提高有效透过率,另一方面还可补偿象差,从而提高耦合效率。理论曲线与实验结果相一致。值得指出的是,耦合效率与LD光束特性特别是发散角、椭圆度关系较大,不同的LD其耦合效率会有所不同。

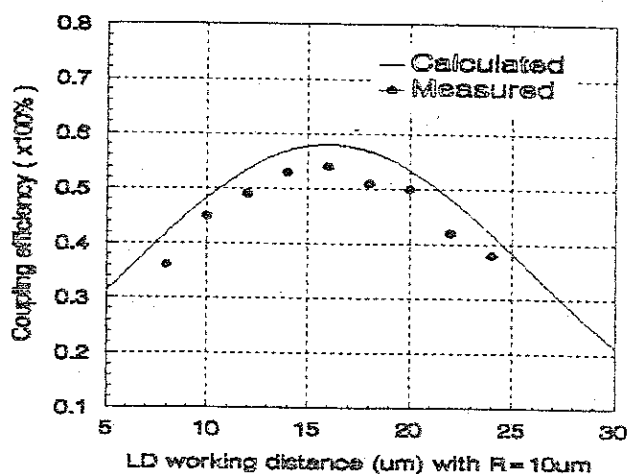


图3.10 耦合效率 η 与工作距离 d 的关系 ($R=10\mu\text{m}$)

三、失调容差

纵向失调容差由图3.10可以求得,其1dB失调容差约为 $\pm 6\mu\text{m}$ 。横向即 x 、 y 方向上的失调容差由实验测得,分别为 $\pm 0.7\mu\text{m}$ 、 $\pm 0.4\mu\text{m}$ 。

四、总体评价

锥端球面微透镜用于小功率LD到单模光纤耦合时,综合性能较好。它耦合效率较高,一般为3dB左右,而且体积小,结构紧凑,制作技术比较简单,成本低廉。因为透镜成型时采用了自对准技术(成型时微透镜的轴线与单模光纤的轴线重合),因此封装时无需很精密的定位部件,可以采用目前国际上较先进的脉冲激光焊接技术。

不过锥端球面微透镜也有其局限性,(1)有效通光孔径角较小。一般情况下,LD发光面位于微透镜前焦点附近,由(3.2-15)式计算得到有效孔径半角约为 18° ,等效数值孔径 $NA \approx 0.31$,显然,这对于LD尤其是大功率LD的大发散角来说,是不够的。(2)球面透镜的固有象差(主要是球差、彗差)难以减小或消除。微透镜表面是通过热作用后,

在熔融态石英玻璃的表面张力作用下形成的球面，因此它无法消除球面所固有的象差。计算表明，象差的大小，对耦合效率有显著的影响，影响的幅度如图3.11所示（其中 W 是微透镜 $R=10\text{ }\mu\text{m}$, $L=R=10\text{ }\mu\text{m}$, $d=16\text{ }\mu\text{m}$ 时的象差, RMS值为 -0.17λ ）。较小的有效通光孔径角和球面的固有象差共同作用，成为限制耦合效率的进一步提高的主要因素，最佳耦合效率约为2.5dB。（3）失调容差小。这增大了调整的难度，稳定性受到影响。

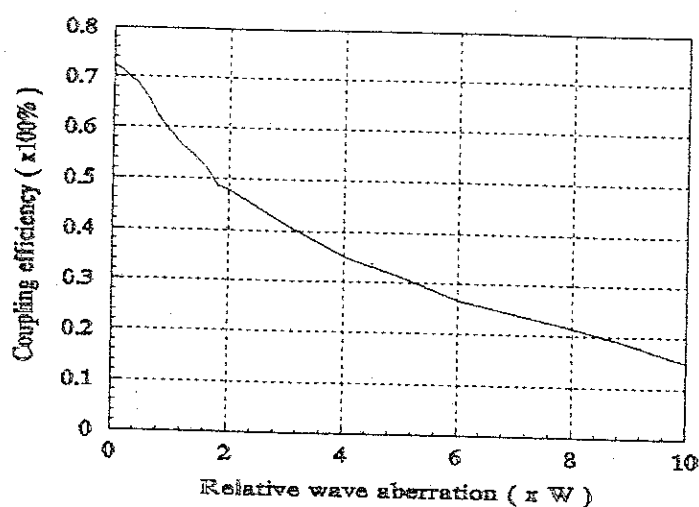


图3.11 象差对耦合效率的影响

由前面的分析知道，实现高效率耦合的透镜系统应在以下五个方面进行改进：

- (1) 足够大的数值孔径角，以与LD的大发散角相匹配。
- (2) 合适的焦距，实现LD与单模光纤的模场半宽匹配。
- (3) 没有象差（主要是球差）。
- (4) 透镜表面镀适当的增透膜，以消除菲涅尔反射。
- (5) 对椭圆度较大的LD光束，应能进行椭圆度校正。

锥端球面微透镜因受孔径角和固有象差的限制，进一步提高耦合效率十分困难。为提高耦合效率，关键是设法增大耦合系统的数值孔径和减小系统的象差。

第四章 大功率半导体激光器到单模光纤的耦合

§ 4.1 引言

大功率LD在光纤通信中主要用作光通信器件的泵浦光源,特别是随着掺铒光纤放大器(EDFA)和光纤激光器的发展,人们对大功率LD的发展及其与单模光纤的高效率耦合格外关注。在国家“863”高技术计划中,EDFA及其泵源,大功率LD及其应用分别作为重大的关键技术项目和重大成果转化项目。

泵浦LD主要有 $0.81\mu\text{m}$ GaAlAs-LD、 $0.98\mu\text{m}$ InGaAs-LD和 $1.48\mu\text{m}$ InGaAsP-LD。其中,后两者应用居多。比起 $1.48\mu\text{m}$ LD, $0.98\mu\text{m}$ LD具有更高的斜率效率, $0.98\mu\text{m}$ LD泵浦EDFA在增益非饱和区具有更高的增益系数和低噪声特性,因此, $0.98\mu\text{m}$ LD泵浦EDFA更有潜力制造成结构紧凑、耗电省的EDFA模块,并被认为是EDFA最有前途的泵浦光源。目前,这两种LD的泵浦即与单模光纤的耦合基本沿用两种小功率LD的耦合方式:(1)锥形光纤微透镜耦合;(2)非球面(消象差)透镜耦合。耦合损耗一般为 $4\sim 5\text{dB}$ 。尤其是 $0.98\mu\text{m}$ LD的耦合,为保证单模传输,需要采用专门为之设计的单模光纤,芯径很小,约 $6\mu\text{m}$,耦合难度极大。国外采用非球面(消球差)透镜耦合,平均损耗约 4.5dB (耦合效率35.5%),最好时达 2.9dB (耦合效率51.3%),如果加上封装结构的截光损耗 0.7dB ,实际平均损耗和最低损耗分别为 3.6dB (耦合效率43.7%)和 5.2dB (耦合效率30.2%) [3], [26]。而目前应用最普遍的拉伸锥形光纤微透镜(Drawn taper lens),就我们所知,损耗多在 $4\sim 6\text{dB}$,最低损耗约为 4.6dB (耦合效率35%) [68]。可进行椭圆度校正的半柱形微透镜,用于 $0.98\mu\text{m}$ LD的耦合时,可获得约 4.7dB 的最低损耗(耦合效率34%) [4], [12], [13]。此外,还有一种用劈形光纤头来耦合的,最好时达到 3.3dB 的低损耗(耦合效率47%),不过这种耦合方法的横向失调容差非常小,在垂直于结平面方向上的 3dB 失调容差仅为 $0.4\mu\text{m}$ [4]。

本章将根据 $0.98\mu\text{m}$ LD到单模光纤耦合的特点和现有实验条件,采用平凸自聚焦透镜耦合。经过深入的实验研究,获得了 3.54dB 的低损耗(耦合效率为44.2%)。然后,作为对比和进一步分析,对两端均为平面的自聚焦透镜以及锥端球面微透镜进行了耦合实验。

§ 4.2 平凸自聚焦透镜耦合的理论分析

0.98 μm LD模场分布与普通小功率LD相比, 有三点显著的区别: (1) 在垂直于结平面方向上发散角更大, 常常达到 $40^\circ \sim 50^\circ$; (2) 较大的椭圆度, ϵ 常常高达4~7; (3) 用于0.98 μm LD耦合的单模光纤芯径更小, 约6 μm 。这三点使得0.98 μm LD 到单模光纤的耦合比普通小功率LD要困难得多。

由上一章分析知道, 要实现0.98 μm LD的高效耦合, 相应的, 必须解决三个关键: (1) 耦合透镜有足够大的数值孔径, 以接收LD的大发散角光束; (2) 透镜系统的象差尽量小, 以实现等相位面的尽可能匹配; (3) 进行椭圆度校正。要同时满足这三点, 理想的透镜形状是椭双曲面微透镜, AT&T Bell实验室曾成功制作了这种透镜, 不过技术难度大, 生产成本低, 实际应用并不多。而采用其它形式的耦合系统, 受工艺水平的限制, 上述三点难以兼顾, 通常根据实际情况, 解决主要矛盾。按照这一基本思路, 我们针对(1)、(2)两点采用平凸自聚焦透镜耦合。

一、自聚焦透镜的光学特性

自聚焦透镜, 又叫GRIN透镜(Gradient-Index Lenses), 早在八十年代初期就用于光纤到光纤、LD到光纤等光电子器件的光耦合与传输当中。与普通球面透镜相比, 它有着独特的优点: 呈圆柱状结构, 直径很小, 可使光学系统的结构微型化, 并且易于封装; 改变它的长度可改变它的焦距和成像特性; 其数值孔径和象差可以通过改变透镜材料组分及离子交换工艺来控制。随着离子交换工艺的发展, 大数值孔径、小象差的自聚焦透镜不断进步, 价格因适于批量生产也趋于便宜——这正是LD到单模光纤耦合所非常希望的。

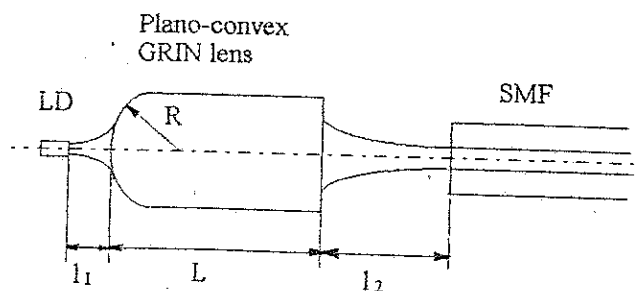


图4.1 平凸自聚焦透镜耦合原理图

为进一步增大数值孔径和减小象差。本课题选用平凸自聚焦透镜，耦合结构如图4.1所示，

自聚焦透镜的折射率分布的一般表达式为[19]：

$$n^2(r) = n_0^2 \left[1 - (gr)^2 + h_4(gr)^4 + h_6(gr)^6 + h_8(gr)^8 \right] \quad (4.2-1)$$

其中， n_0 、 $n(r)$ 分别为透镜轴线折射率和距轴线距离为 r 处的折射率， g 为二次渐变常数（聚焦常数）， h_4 、 h_6 、 h_8 是高阶折射率渐变系数。 g 反映了透镜近轴特性， g 越大，则焦距越短，透镜的会聚作用就越强。 h_4 、 h_6 、 h_8 则主要影响大角度入射光线的成象性质。当透镜理想成象，即透镜对于所有子午光线均具有良好的会聚时，其折射率服从双曲正割分布：

$$n^2(r) = n_0^2 \operatorname{sech}^2(gr) \quad (4.2-2)$$

不过，由于工艺条件的限制，实际的折射率分布近似取平方率分布，

$$n^2(r) = n_0^2 (1 - g^2 r^2) \quad (4.2-3)$$

在这种分布的透镜中，当透镜半径为 r_0 ，相对折射率差为 Δ 时， $g = \sqrt{2\Delta}/r_0$ 。子午光线轨迹是正弦函数曲线，对于近轴子午光线有相当好的会聚作用，即由一点发出的多角度光线经过一周周期长度 $p = 2\pi/g$ （称为节距）后，将会聚于一点。其局部数值孔径

$$NA(r) = \sqrt{n^2(r) - n^2(r_0)} = n_0 g r_0 \sqrt{1 - (r/r_0)^2} \quad (4.2-4a)$$

$$NA_{\max} = NA_0 = NA(0) = n_0 g r_0 = n_0 \sqrt{2\Delta} \quad (4.2-4b)$$

对一段长度为 L 的自聚焦透镜，高斯近似下的变换矩阵[54]：

$$T_g = \begin{bmatrix} \cos(gL) & \sin(gL)/(n_0 g) \\ -n_0 g \sin(gL) & \cos(gL) \end{bmatrix} \quad (4.2-5)$$

图4.1所示的平凸自聚焦透镜，相当于一薄平凸透镜（球面曲率半径为 R ）和一段自聚焦透镜前后相接而形成的组合透镜，变换矩阵

$$\begin{aligned} T &= \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = T_g \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -(n_0 - 1)/R & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos(gL) - (n_0 - 1) \sin(gL)/(n_0 g R) & \sin(gL)/(n_0 g) \\ -n_0 g \sin(gL) - (n_0 - 1) \cos(gL)/R & \cos(gL) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.2-6)$$

透镜的焦距 $f' = -1/C$ ，即有

$$1/f' = n_0 g \sin(gL) + (n_0 - 1) \cos(gL)/R \quad (4.2-7)$$

本课题所采用的平凸自聚焦透镜为日本平板玻璃公司生产的SLH型, 其参数如下(所有参数均对于 $0.98\mu\text{m}$ 取值):

外径 $D=1.8\text{mm}$; 长度 $L=0.22P=3.30\text{mm}$;

凸面曲率半径 $R=2.0\text{mm}$;

数值孔径 $NA=0.60$;

轴线上的折射率 $n_0=1.641$; 聚焦常数 $g=0.420\text{mm}^{-1}$ 。

由此可以算出

$$T = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -0.2734 & 1.4262 \\ -0.7364 & 0.1837 \end{bmatrix} \quad (4.2-8a)$$

$$f' = -1/C = 1.3580\text{mm} \quad (4.2-8b)$$

$$l_H = (D-1)/C = 1.1085 \quad (4.2-8c)$$

$$l'_H = -(A-1)/C = -1.7292 \quad (4.2-8d)$$

$$l_F = D/C = -0.2495 \quad (4.2-8e)$$

$$l'_F = -A/C = -0.3713 \quad (4.2-8f)$$

其中 l_H 为物方主平面与球面顶点的距离, l'_H 为象方主平面与透镜后表面的距离, l_F 为物方焦点与球面顶点距离, l'_F 为象方焦点与透镜后表面距离, 表达式中的负值表示在相应参考点(面)的左边。

有了(ABCD)变换矩阵, 在计算LD光束变换时, 可用几何成像公式来计算(与用高斯光束变换所计算的结果相差很小)。

设 l_1 、 l_2 、 m 分别为物距、象距和象的横向放大率, 则[63]:

$$l_2 = -(Al_1 + B)/(Cl_1 + D) \quad (4.2-9a)$$

$$m = A + Cl_2 = 1/(Cl_1 + D) \quad (4.2-9b)$$

二、耦合效率的计算

除了通过(4.2-8)式估算LD光束的变换, 更准确的, 利用(ABCD)矩阵, 采用(3.2-4)、(3.2-5)式计算LD椭圆高斯光束经透镜后的变换情况, 并由(3.2-25)式估算模式耦合效率 η_c 。因为大功率LD椭圆度 ε 较大, 而且LD发光面通常不在焦点附近, 所以存在束腰象散, c_x 、 c_y 表达式中的 z_0 应分别用 z_{ox} 、 z_{oy} 代替, 这里, z_{ox} 、 z_{oy} 分别为LD光束经透镜变换后在 x 、 y 方向上的束腰与单模光纤束腰(即光纤端面)的距离。再估算或测量出 η_T , η_T 与透镜端面形状、有否镀膜以及数值孔径有关。之后, 由 $\eta = \eta_T \cdot \eta_c$ 粗略估算出耦合效率。

如果考虑象差影响的话（这在需要准确计算时是必须考虑的），应按照第二章的一般模型和类似于第三章处理锥端球面微透镜时的计算方法，先计算出LD在入瞳面上的场分布 $\psi_L(x_e, y_e)$ 、单模光纤在出瞳面上的场分布 $\psi'_f(x'_e, y'_e)$ ，然后求出透镜变换函数

$$H(x'_e, y'_e) = A(x'_e, y'_e) \cdot \exp\left[-ik \frac{x_e'^2 + y_e'^2}{2f'}\right] \exp[-ikW(x'_e, y'_e)] \quad (4.2-10)$$

由于采用的平凸自聚焦透镜镀了增透膜，并且尺寸和数值孔径相对于LD光斑来说比较大，即光瞳（透镜本身）对光场分布的振幅调制作用较小，所以为计算方便，独立计算透镜因衍射和菲涅尔反射的有效透过率 η_T ，而视 $A(x'_e, y'_e)$ 为一接近1的常量，即忽略场振幅的重新分布引起的模式耦合效率 η_c 的改变，这样一来，就不妨把入瞳位置取在物方主平面上，相应的，出瞳位于象方主平面上，光瞳放大率 $m_e=1$ 。实际上，在耦合系统中，光瞳主要起着参考平面的作用，具体位置通常按计算方便的需要来选取。

$\exp\left[-ik(x_e'^2 + y_e'^2)/(2f')\right]$ 表示等效薄透镜在近轴近似下的相位调制因子， $\exp[-ikW(x'_e, y'_e)]$ 表征象差所引起的对等相位面的附加相位调制（也称作相位畸变）。LD在出瞳面上的场分布

$$\psi'_L(x'_e, y'_e) = \psi_L(x'_e, y'_e) \cdot H(x'_e, y'_e) \quad (4.2-11)$$

于是模式耦合效率

$$\eta_c = \frac{\left| \iint \psi'_L \cdot \psi'_f dx'_e dy'_e \right|^2}{\iint \psi'_L \cdot \psi'_L dx'_e dy'_e \iint \psi'_f \cdot \psi'_f dx'_e dy'_e} \quad (4.2-12)$$

系统耦合效率

$$\eta = \eta_T \cdot \eta_c \quad (4.2-13)$$

由于透镜系统的数值孔径和象差对耦合效率的影响比较大，所以下面一节将专门分析平凸自聚焦透镜的数值孔径和象差。

§ 4.3 平凸自聚焦透镜的数值孔径和象差

一、数值孔径 [69], [70]

上一节的局部数值孔径 $NA(r)$ 表示两端均为平面的自聚焦透镜端面上各点处的收光能力, 在对应点处的收光角 $\theta(r) = \sin^{-1}(NA(r))$, 即光线落在以 $\theta(r)$ 为锥角的圆锥之内时, 方可进入透镜进行传播。透镜的标称数值孔径通常为端面轴心点的数值孔径 (对端面是平面的透镜来说也是最大数值孔径)。它们均与聚焦常数和横向尺寸成正比。

而对于一个具体的耦合系统来说, 这种定义是粗略而且不够的。为此, 我们定义透镜在一定工作距离下 l_1 的有效数值孔径 NA_e , 如图 4.2 所示, $NA_e = \sin \theta_e$, 其中 θ_e 是从点光源 S 发出的光线中, 经透镜后能出射的边缘光线所对应的孔径角。从图中可直观地看出, 由于球面的会聚作用, 增加了透镜的会聚能力, 即相同长度时平凸自聚焦透镜比平平自聚焦透镜有更短的焦距。假定所采用的透镜符合平方率分布, 由后面的光线追迹法, 可求得:

(1) 物方焦点处的有效数值孔径:

平凸自聚焦透镜 $NA_e = \sin 44^\circ = 0.69$ ($f' = 1.358 \text{ mm}$);

平平自聚焦透镜 $NA_e = \sin 37^\circ = 0.60$ ($f' = 1.476 \text{ mm}$)。

(2) 在最佳模场半宽匹配条件下 (模场半宽以 § 4.4 中数值为准), 透镜透镜的有效数值孔径分别为:

平凸自聚焦透镜 $NA_e = \sin 40^\circ = 0.64$ ($l_1 = 0.75 \text{ mm}$);

平平自聚焦透镜 $NA_e = \sin 31^\circ = 0.51$ ($l_1 = 0.81 \text{ mm}$)。

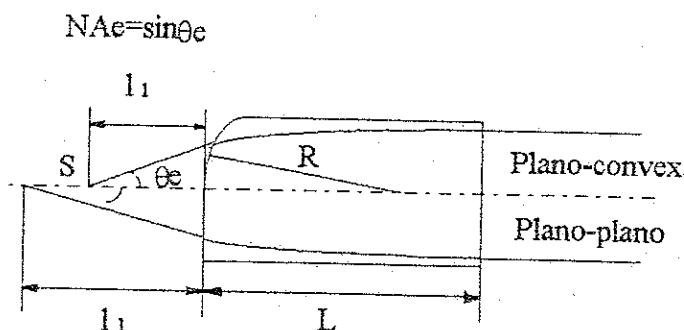


图 4.2 透镜的数值孔径

后面对比实验实验用的0.25P-SLH平平自聚焦透镜的有效数值孔径为:

$$\text{焦点处 } NA_e = \sin 38^\circ = 0.61 \quad (f=1.451\text{mm});$$

$$\text{最佳工作距离处 } NA_e = \sin 34^\circ = 0.56 \quad (l_1=0.52\text{mm}).$$

可见, 球面有效地增大了自聚焦透镜的数值孔径。

二、象差的计算

在耦合效率的计算中, 象差的计算是一个关键和难点。由于自聚焦透镜是渐变折射率分布, 光线在其中的传播为曲线, 所以必须采用光线追迹来计算[71]。下面采用Runge-Kutta四阶方法进行光线追迹[72]。

光学介质中的光线方程为:

$$\frac{d}{ds} \left[n(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{ds} \right] = \nabla n(\vec{r}) \quad (4.3-1)$$

其中 $\vec{r}$ 为光线上任一点的位置矢量, $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$, $n(\vec{r})$ 是折射率分布, ds 是沿光线的弧长的微分变量。直接对上述光线方程进行数值积分很不方便, 为此, 引入一个新的变量:

$$t = \int \frac{ds}{n}; \quad dt = \frac{ds}{n} \quad (4.3-2)$$

代入(4.3-1), 得到

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \frac{1}{2} \nabla n^2 \quad (4.3-3)$$

定义光线矢量

$$\vec{T} \equiv \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (4.3-4)$$

$$\begin{aligned} \vec{T} &\equiv \frac{d\vec{r}}{dt} \equiv n \frac{d\vec{r}}{ds} \equiv \vec{i} n \frac{dx}{ds} + \vec{j} n \frac{dy}{ds} + \vec{k} n \frac{dz}{ds} \\ &= \vec{i} n \cos \alpha + \vec{j} n \cos \beta + \vec{k} n \cos \gamma \end{aligned} \quad (4.3-5)$$

其中, α 、 β 、 γ 是光线分别与 x 、 y 、 z 轴的夹角。

定义

$$R \equiv \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}; \quad T \equiv \begin{pmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{pmatrix} \equiv n \begin{pmatrix} dx/ds \\ dy/ds \\ dz/ds \end{pmatrix}, \quad (4.3-6)$$

以及

$$D \equiv n \begin{pmatrix} \partial n / \partial x \\ \partial n / \partial y \\ \partial n / \partial z \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \partial n^2 / \partial x \\ \partial n^2 / \partial y \\ \partial n^2 / \partial z \end{pmatrix} \quad (4.3-7)$$

于是, (4.3-3) 式改写为

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = D(R) \quad (4.3-8)$$

根据初始条件 $R = R_0(x_0, y_0, z_0)$, $T = T_0$, 进行追迹, 依次求出 $(R_1, T_1), (R_2, T_2), \dots, (R_n, T_n)$, 采用 Runge-Kutta 四阶方法, 有

$$R_{n+1} = R_n + \Delta t \cdot T_n + \frac{1}{6} \Delta t \cdot (A + B + C) \quad (4.3-9a)$$

$$T_{n+1} = T_n + \frac{1}{6} (A + 2B + 2C + D) \quad (4.3-9b)$$

其中,

$$A = \Delta t \cdot D(R_n, T_n) \quad (4.3-10a)$$

$$B = \Delta t \cdot D(R_n + T_n \cdot \Delta t / 2, T_n + A / 2) \quad (4.3-10b)$$

$$C = \Delta t \cdot D(R_n + T_n \cdot \Delta t / 2 + A \cdot \Delta t / 4, T_n + B / 2) \quad (4.3-10c)$$

$$D = \Delta t \cdot D(R_n + T_n \cdot \Delta t + B, T_n + C) \quad (4.3-10d)$$

选取不同的追迹步长可得到不同精度的追迹结果。追迹轴向长度在 5mm 之内, $\Delta t = 0.01$ 时, 误差小于 $10^{-7} (O(\Delta t^4))$ 。通过追迹, 可以很方便地分析透镜的数值孔径、象差及透镜的其它参数 [73]。对于所采用的平凸自聚焦透镜, LD 可看成点光源, 象差主要是球差。知道了轴向球差 $\delta L'$, 可以求出出射波面的波象差 [67],

$$W = \int dW = \int n' \cdot \delta L' \cdot \sin U' dU' \quad (4.3-11)$$

其中, n' 、 U' 分别为象方折射率和孔径角。

§ 4.4 LD 特性和单模光纤模场半径的测量

一、LD 的特性测量

1. LD 的 P-I 特性曲线

P-I特性曲线在一定温度下直接测量。如图4.3所示为在 $T=20^{\circ}\text{C}$ 时 $0.98\mu\text{m}$ LD的P-I曲线。阈值电流 $I_{th} \approx 50\text{mA}$ 。

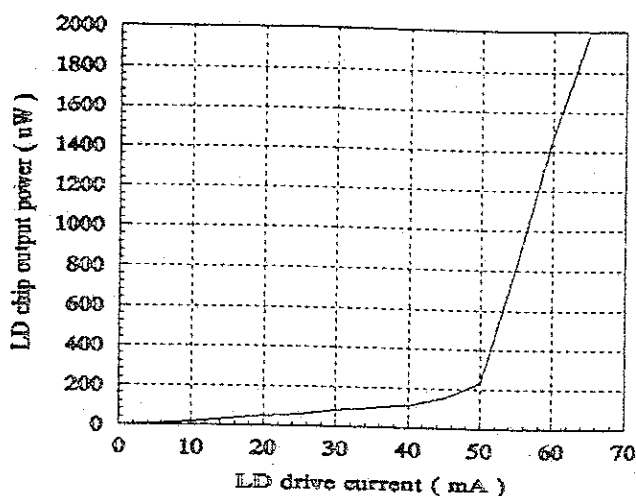


图4.3 $0.98\mu\text{m}$ LD的P-I特性曲线

2. LD光谱。

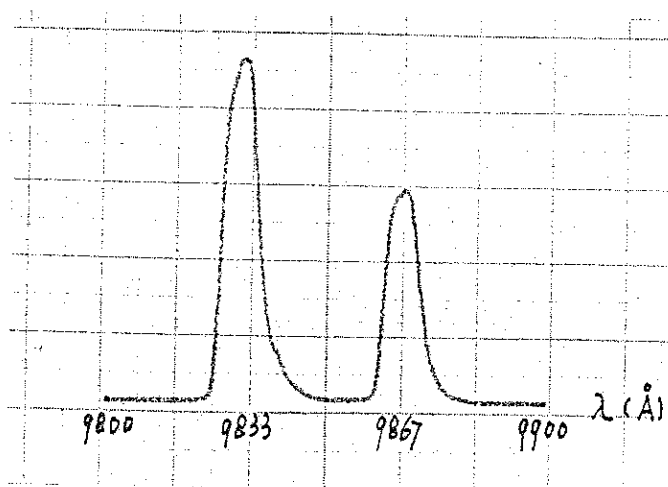


图4.4 LD的光谱

光谱的测量采用光栅单色仪扫描，并用X-Y记录仪绘出光谱曲线。如图4.4所示，为LD的光谱。可见，该激光器工作在多波长状态。

3. LD的横向场分布。

在LD特性中, 横向场分布对耦合效率的影响最大, 它包括LD的近场分布和远场分布。由近场分布可推知远场分布, 反之亦然。如有条件, 可直接用CCD扫描LD发光面, 测出发光面上的光强分布即近场分布, 进而获得远场分布。

我们根据现有条件, 采取一个简单易行的方法。在距离LD较远的地方, 用小孔法测量远场分布(如图4.5所示), 再推知近场。

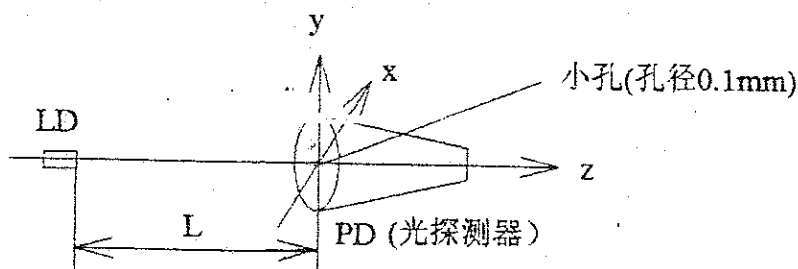


图4.5 小孔法测量LD远场分布

首先测出距离LD为L处x轴方向上不同位置的光功率, 根据光功率分布确定半功率点的光斑半宽 $\omega_{1/2}$, 则半功率点的远场发散角为:

$$\theta_{1/2} = \tan^{-1}(\omega_{1/2}/L) \quad (4.4-1a)$$

由高斯场的光场分布和能量分布, 得到半功率点的光斑半宽

$$\omega_{1/2} = \sqrt{\ln 2/2} \cdot \omega_{1/e^2} = \sqrt{\ln 2/2} \cdot \omega \quad (4.4-1b)$$

从而得到 $1/e^2$ 功率点的发散角以及束腰半宽分别为

$$\theta_{1/e^2} = \tan^{-1}(\omega_{1/e^2}/L) = \tan^{-1}(\sqrt{2/\ln 2} \cdot \omega_{1/2}/L) \quad (4.4-2a)$$

$$\omega_l = \lambda / (\pi \tan \theta_{1/e^2}) \quad (4.4-2b)$$

图4.6是测得的LD平行于结平面方向(x方向)上的远场分布, 横坐标已换算为角度, 纵坐标已换算为相对光功率分布(以下同)。在 $L=60\text{mm}$ 时, $\omega_{1/2}=4.5\text{mm}$ 。由(4.4-1)、(4.4-2)式算出x方向上

$$2\theta_{1/2} = 8.6^\circ \text{ (FWHM)}; \quad 2\theta_{1/e^2} = 14.6^\circ, \quad \omega_{lx} = 2.44 \mu\text{m}.$$

从远场图可以看出, 该LD与理想的高斯分布有较大偏离, 中心出现了凹陷。

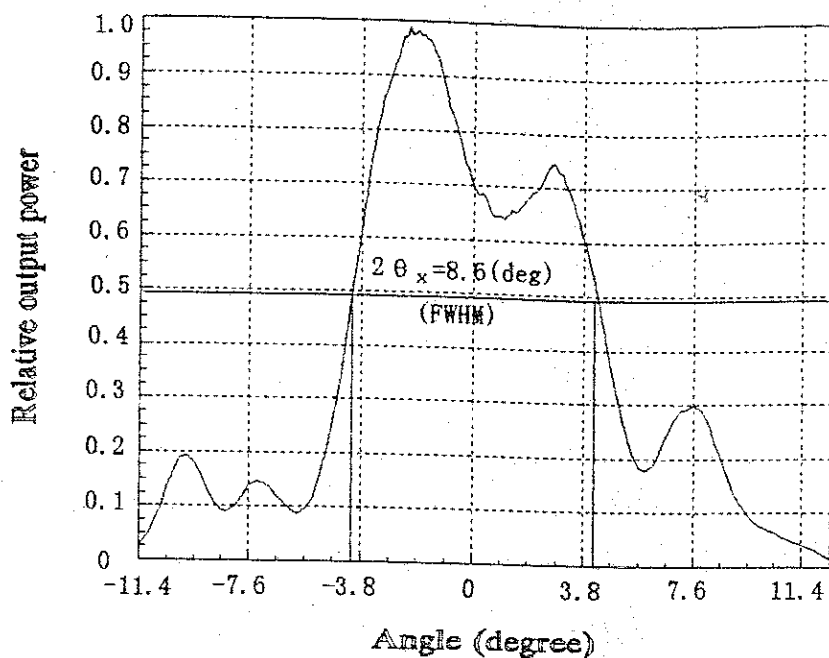


图4.6 LD平行于结平面方向上的远场分布

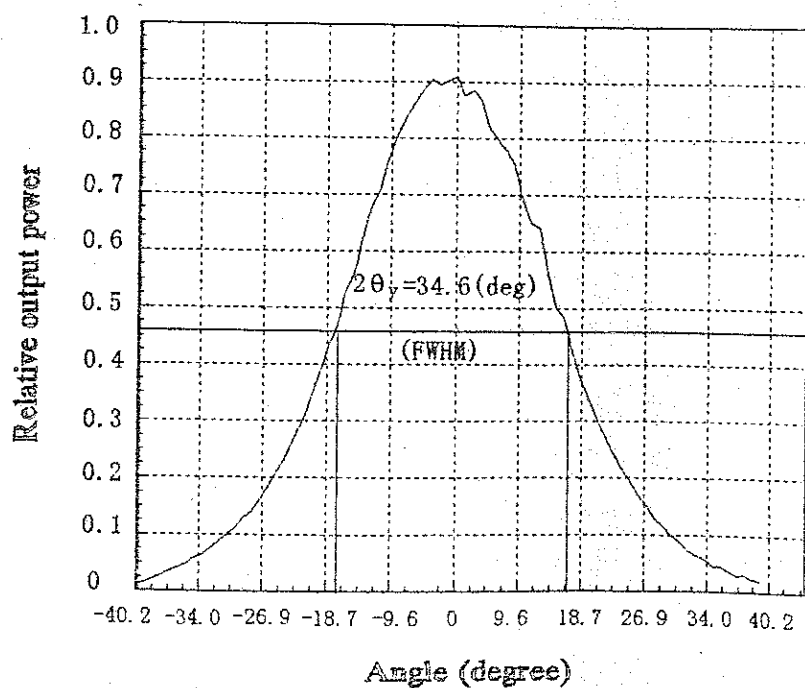


图4.7 LD垂直于结平面方向上的远场分布

图4.7所示为垂直于结平面方向(y方向)上的远场分布, 在 $L=45\text{mm}$ 时, $\omega_{1/2}=14\text{mm}$ 。从而得到

$$2\theta_{1/2} = 34.6^\circ \text{ (FWHM)}, \quad 2\theta_{1/e^2} = 58.8^\circ, \quad \omega_{ly} = 0.56 \mu\text{m}.$$

在垂直于结平面方向上接近于高斯分布。

二、单模光纤模场半径的测量

单模光纤模场半径的测量同LD横向场分布的测量方法一样, 将 $0.98 \mu\text{m}$ LD光耦合进 $0.98 \mu\text{m}$ 专用耦合光纤(模场半径与波长有关), 测出光纤另一端的远场分布(端面为平面)如图4.8所示, 非常接近理想的高斯分布。当 $L=40\text{mm}$ 时, $\omega_{1/2}=2.30\text{mm}$ 。

$$2\theta_{1/2} = 6.6^\circ \text{ (FWHM)}, \quad 2\theta_{1/e^2} = 11.2^\circ, \quad \omega_{ly} = 3.20 \mu\text{m}.$$

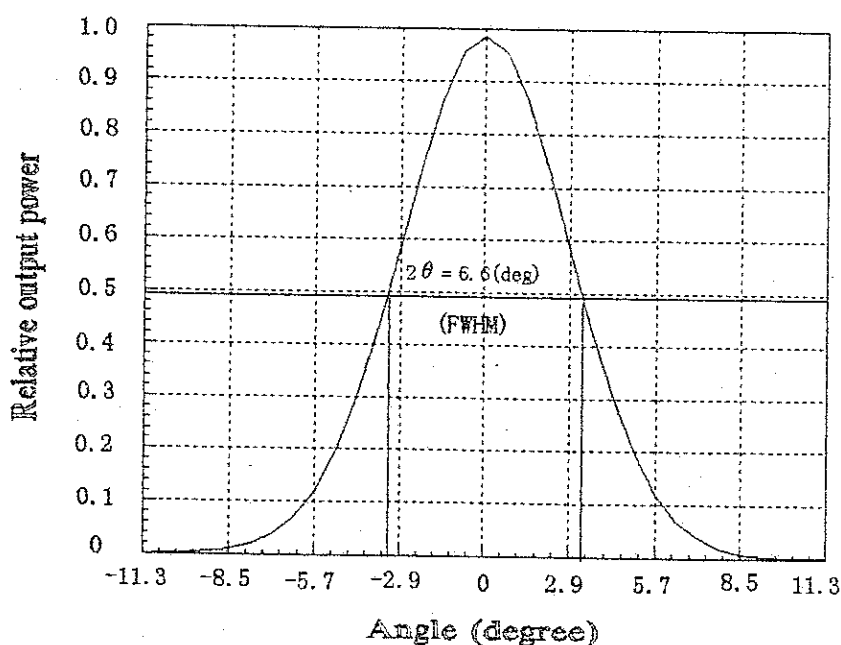


图4.8 $0.98 \mu\text{m}$ 专用耦合光纤的远场分布

§ 4.5 平凸自聚焦透镜耦合的实验研究

一、实验装置

耦合原理图如图4.1所示。

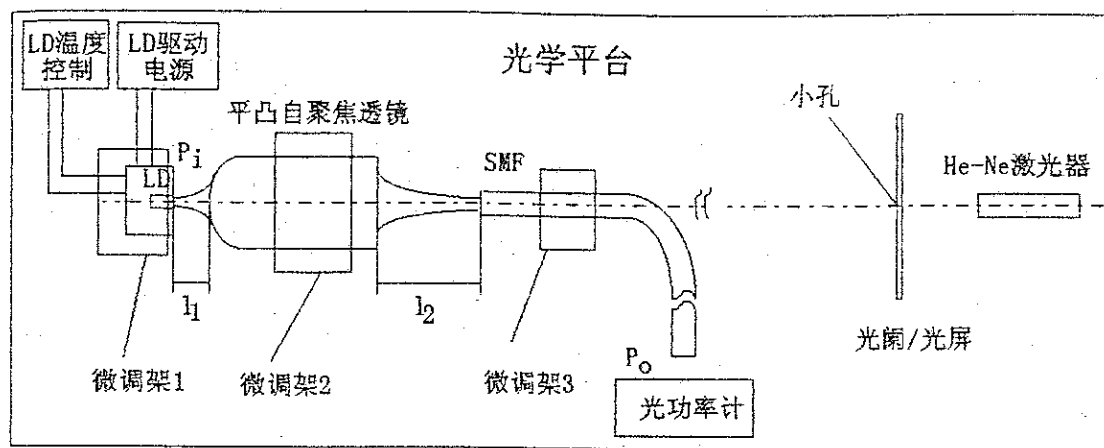


图4.9 耦合实验装置示意图（俯视图）

实验的关键在于如何调整LD、自聚焦透镜和单模光纤，使得它们共轴，并能方便的改变它们的相对位置和读数。我们采用如图4.9所示的装置进行实验。为保证LD、自聚焦透镜和单模光纤共轴，用He-Ne激光器来调整。调整步骤如下：

(1) 调整He-Ne激光器，使其出射光束（其轴线作为整个耦合系统的基准轴线）与光学平台平行，以保证微调架作纵向（沿光轴方向）调整时，所夹持元件仍能保持共轴。

(2) 调整LD，使其光束轴线与He-Ne激光束轴线重合。LD发光面是一个矩形解理镜面，当He-Ne激光照射到镜面上时，反射光将发生衍射，在光屏上形成衍射光斑，调整微调架1，使光斑中心与小孔中心重合，并且使微调架1只作纵向调整时，衍射斑中心始终与小孔中心重合，从而实现LD光束与He-Ne激光束轴线的重合。调整时，LD后面的微调架及元件应放在光路之外。

(3) 调整自聚焦透镜，使其共轴。当He-Ne光束通过自聚焦透镜时，透镜的平端（靠近He-Ne激光器）产生一个明亮的反射光点，凸面的

反射光则与平端反射光形成干涉环。调整微调架，使反射光点和干涉环中心均重合于小孔中心。

(4) 调整微调架3，使其夹孔轴线与光轴基本重合。方法是使He-Ne激光束通过夹孔前后时，光斑均大致在孔中心。

(5) 把夹好光纤的铝棒放入微调架的夹孔，拧紧。至此，共轴的调整工作完毕。

二、耦合效率。

改变LD的工作距离 l_1 ，得到耦合效率 η 与工作距离的关系曲线，如图4.10所示。由图中可以看出，理论计算曲线中，当 $l_1=0.75\text{mm}$ 时，有最高耦合效率 $\eta=49.2\%$ 。实际测量值为 $l_1=0.80\text{mm}$ 时，耦合效率最高， $\eta=44.2\%$ 。LD工作距离的1dB失调容差约为 $-50\mu\text{m}$ 、 $+250\mu\text{m}$ 。理论值比测量值略高，是因为理论计算时所采用的LD及单模光纤的模场半宽均为测量值，存在误差；而且象差估算也会有误差；此外，LD模场与高斯场分布有一定的偏离。总体上来看，理论值与测量值相当吻合。

对每一个工作距离 l_1 ，单模光纤与透镜的最佳距离 l_2 的对应关系曲线如图4.11所示。最佳工作距离，理论值 $l_1=0.75\text{mm}$ ， $l_2=3.314\text{mm}$ ；测量值 $l_1=0.80\text{mm}$ ， $l_2=3.244\text{mm}$ 。需要说明的是 l_1 和 l_2 的测量方法，首先用游标卡尺测量一个基准位置（精度为 0.05mm ），并分别记下LD、单模光纤所在的微调架的轴向刻度，然后以此刻度为准，读取各测试点的相对距离（精度为 0.005mm ）。

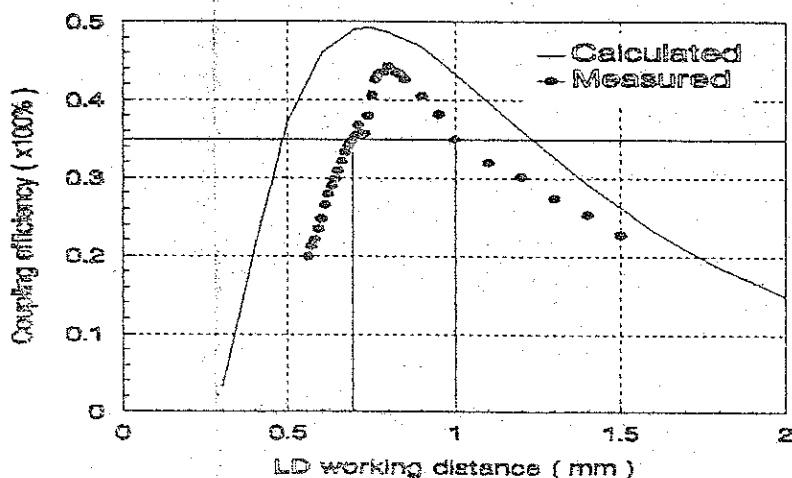


图4.10 耦合效率 η 与LD工作距离 l_1 的关系曲线

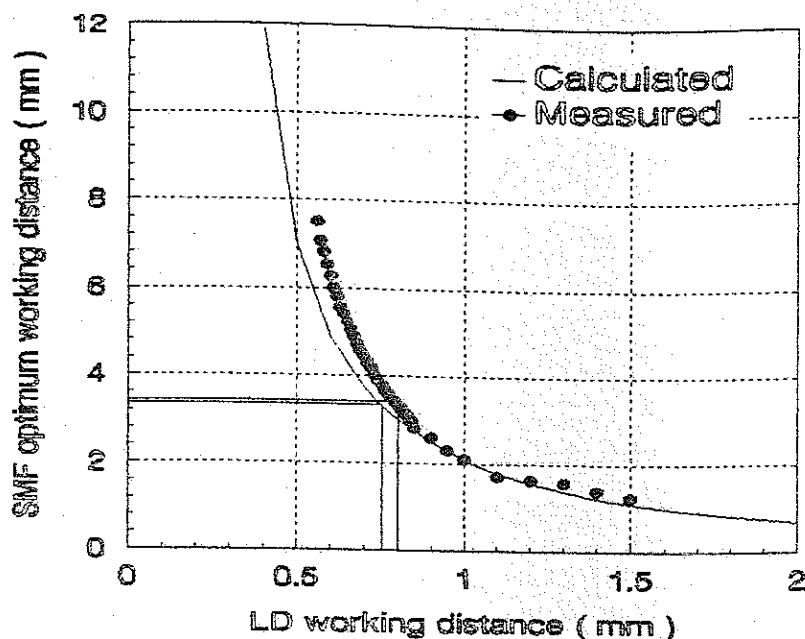


图4.11 单模光纤的最佳工作距离 l_2 与LD工作距离 l_1 的关系曲线

三、失调容差

1. 单模光纤的失调容差

光纤在x方向（即平行于LD结平面方向）和z方向（轴向）上耦合效率与偏移量的关系曲线分别如图4.12、图4.13所示（受条件限制，光纤在y方向和角向上的偏移曲线没有测量）。x、z方向上的1dB失调容差分别为 $(-3\mu\text{m}, +2\mu\text{m})$ 和 $(-75\mu\text{m}, +50\mu\text{m})$ ，如果微调架读数精度高一些，多读一些点，使曲线平滑的话，失调容差的测量值会稍高些（以下同）。

2. 自聚焦透镜的失调容差

自聚焦透镜在x、y方向上的1dB失调容差分别为 $\pm 1.1\mu\text{m}$ 、 $\pm 1.4\mu\text{m}$ 。

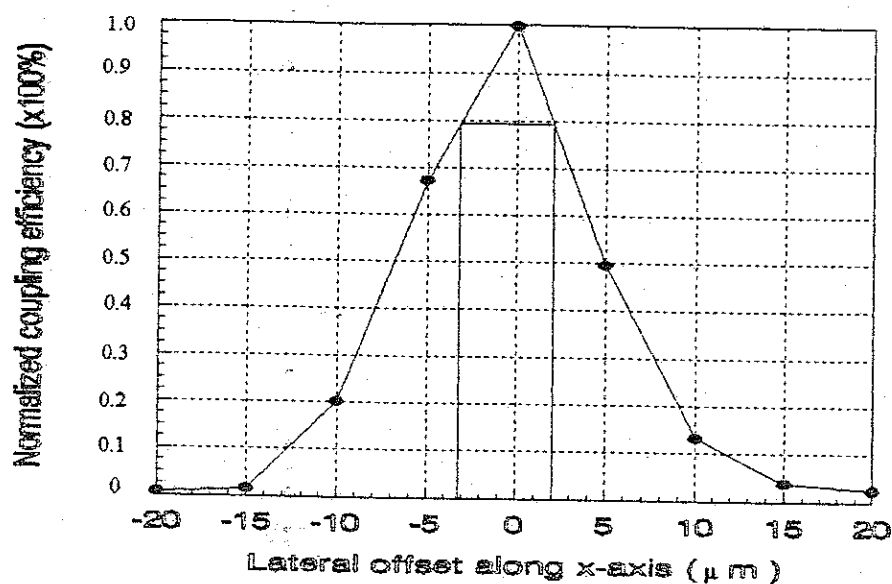


图4.12 耦合效率与单模光纤横向偏移量的关系曲线

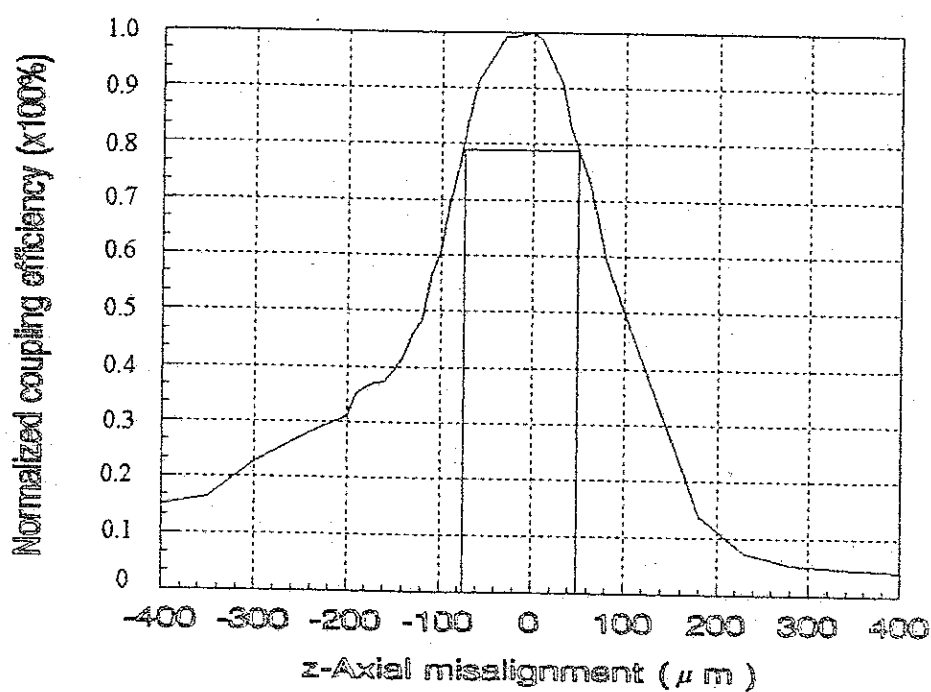


图4.13 耦合效率与单模光纤轴向偏移量的关系曲线

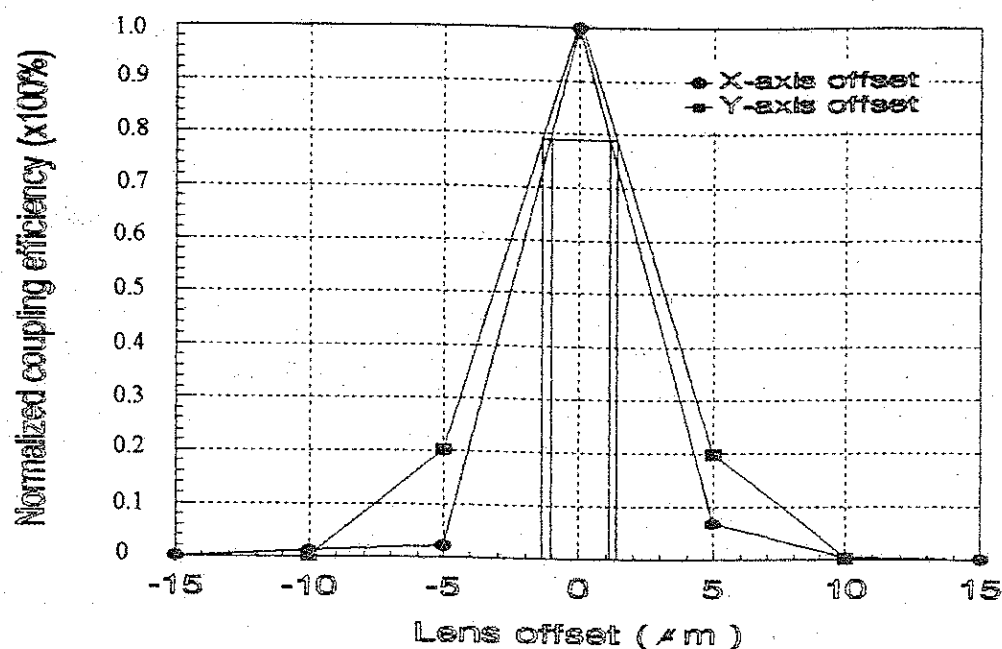


图4.14 耦合效率与自聚焦透镜横向偏移量的关系曲线

§ 4.6 对比实验研究

为评价平凸自聚焦透镜耦合（凸面朝向LD）的优劣，我们进行了以下对比实验。

一、平端朝向LD的自聚焦透镜耦合

将上一节所采用的自聚焦透镜反过来，把平端朝向LD，重新调整。当 $l_1 \approx 0.60\text{mm}$, $l_2 \approx 2.72\text{mm}$ 时，得到最佳耦合效率 $\eta_{\max} = 31.3\%$ 。失调容差与凸面朝向LD时相当。

二、两端均为平面的自聚焦透镜耦合

透镜型号为0.25P-SLH, 主要参数如下（相对于 $0.98\mu\text{m}$ 波长）：

外径 $D = 1.8\text{mm}$ ；长度 $L = 0.25P = 3.76\text{mm}$ ；

数值孔径 $NA = 0.60$ ；

轴线上的折射率 $n_0 = 1.641$ ；聚焦常数 $g = 0.420\text{mm}^{-1}$ 。

实验结果显示, 当 $l_1 \approx 0.70\text{mm}$, $l_2 \approx 3.34\text{mm}$ 时, 得到最佳耦合效率 $\eta_{\max} = 29.6\%$ 。失调容差与平凸自聚焦透镜耦合时相当。

三、锥端球面微透镜耦合

采用第三章所述的拉锥—烧球法制作锥端球面微透镜, 反复实验, 制作不同曲率半径 R 的微球面, 当 $R \approx 8\mu\text{m}$, 工作距离 $l \approx 12 \sim 15\mu\text{m}$ 时, 耦合效率最高, $\eta_{\max} = 28.7\%$ 。偏移容差很小, 横向约为 $\pm 0.4 \sim \pm 0.7\mu\text{m}$, 轴向约 $6 \sim 9\mu\text{m}$ 。

从以上可以看出, 本课题所选取的方案行之有效, 获得了较高的耦合效率, $\eta_{\max} = 44.2\%$ (相应损耗为 3.54dB)。LD 工作距离 l_1 的 1dB 容差为约为 $-50\mu\text{m}$ 、 $+250\mu\text{m}$; 自聚焦透镜在 x 、 y 方向上的 1dB 失调容差分别为 $\pm 1.1\mu\text{m}$ 、 $\pm 1.4\mu\text{m}$ (如果透镜作横向移动时, 单模光纤也作相应调整的话, 失调容差约为 $\pm 4 \sim \pm 5\mu\text{m}$) ; 单模光纤在 x 、 z 方向上的 1dB 失调容差分别为 $(-3\mu\text{m}$ 、 $+2\mu\text{m})$ 和 $(-75\mu\text{m}$ 、 $+50\mu\text{m})$; 可见, 失调容差比起光纤微透镜要高出许多, 大大提高了系统的稳定性。至于光反馈, 因为工作距离大、透镜靠近 LD 的一端为球面、透镜表面镀了增透膜三个因素而非常小, 可以不考虑。生产成本也不高, 主要是透镜成本, 约 $100 \sim 200$ 元人民币。

因此, 本方案具有良好的实用价值和应用前景。

第五章 总结与探讨

§ 5.1 总结

半导体激光器 (LD) 到单模光纤的耦合是光纤通信领域的一项关键技术, 特别是随着掺铒光纤放大器 (EDFA)、LD 泵浦固体激光器 (LDP-SSL)、LD 泵浦光纤激光器等光电子器件和系统的迅速发展, 半导体激光器作为一种性能优良的泵浦源格外受到人们的青睐。由于半导体激光器尤其是大功率半导体激光器的模式特性较差, 与单模光纤的高效率耦合难度很大。人们为此进行了长期的努力和探索, 但尚未得到满意的解决。针对这一情况, 作者在攻读硕士学位期间, 围绕提高耦合效率这一主要目标, 同时兼顾失调容差、生产成本, 对半导体激光器到单模光纤的耦合技术展开了系统深入的理论和实验研究, 取得了一些可喜的成绩。本文在理论上, 对整个耦合系统的特性作了全面的分析和讨论, 建立了简洁的几何模型, 推导了耦合效率的计算方法, 分析了影响耦合效率的主要因素。实验中着重对提高 $0.98\mu\text{m}$ 大功率半导体激光器到单模光纤的耦合效率作了不懈的努力和探索。概括全文, 主要结果和结论有以下几个方面:

1. 基于模式耦合理论, 建立了普遍适用于一般耦合系统的比较严谨、简洁而且适于计算的耦合模型, 推导了耦合效率的计算方法, 全面分析了影响耦合效率的各种因素。结果表明, 影响耦合效率的主要因素有: (A) 模场半宽失配损耗; (B) LD 光束椭圆度损耗; (C) 菲涅尔反射损耗; (D) 有限孔径的衍射损耗; (E) 象差损耗; (F) 场型失配损耗。其中, 有限孔径的衍射损耗、象差损耗和 LD 椭圆度损耗是目前限制耦合效率进一步提高的关键因素。

2. 在所建立的耦合模型基础上, 对目前国内外应用最普遍 (却缺乏系统细致的理论分析) 的锥端球面微透镜作了全面深入的理论分析, 表明这种微透镜用于 LD 耦合时, 损耗一般在 3dB 左右 (耦合效率相应为 50%), 实验与理论分析相吻合。制约其进一步提高耦合效率的根本原因在于有限孔径偏小和球面的固有象差, 从微透镜自身来说, 这是无法克服的。因此要提高 LD 特别是大功率 LD 到单模光纤的耦合效率, 必须寻求其它的方法。

3. 在提高 $0.98\mu\text{m}$ 大功率半导体激光器到单模光纤的耦合效率的实验中, 根据现有条件, 主要针对减小有限孔径的衍射损耗、象差损耗而采用高数值孔径的平凸自聚焦透镜进行耦合。 $0.98\mu\text{m}$ LD在平行于和垂直于结平面方向上的 $1/e^2$ 功率点远场发散角为 $14.6^\circ \times 58.8^\circ$, 相应的束腰半宽为 $2.44\mu\text{m} \times 0.56\mu\text{m}$, $0.98\mu\text{m}$ 专用单模光纤模场半径为 $3.2\mu\text{m}$ 。实验表明, 本课题所选取的方案行之有效, 当LD工作距离 $l_1=0.80\text{mm}$, 单模光纤距离透镜后表面 $l_2=3.244\text{mm}$ 时, 获得了较高的耦合效率, $\eta_{\max}=44.2\%$ (相应损耗为 3.54dB)。LD工作距离 l_1 的 1dB 容差约为 $-50\mu\text{m}$ 、 $+250\mu\text{m}$; 自聚焦透镜在 x 、 y 方向上的 1dB 失调容差分别为 $\pm 1.1\mu\text{m}$ 、 $\pm 1.4\mu\text{m}$ (如果透镜作横向移动时, 单模光纤也作相应调整的话, 失调容差约为 $\pm 4 \sim \pm 5\mu\text{m}$) ; 单模光纤在 x 、 z 方向上的 1dB 失调容差分别为 $(-3\mu\text{m}$ 、 $+2\mu\text{m})$ 和 $(-75\mu\text{m}$ 、 $+50\mu\text{m})$; 可见, 失调容差比起光纤微透镜要高出许多, 大大提高了系统的稳定性。光反馈, 因为工作距离大、透镜靠近LD的一端为球面、透镜表面镀了增透膜三个因素而非常小, 可以不考虑。生产成本也不高, 主要是透镜成本, 约 $100 \sim 200$ 元人民币。因此, 本方案具有良好的实用价值和应用前景。

4. 对比实验表明, (1) 用于小功率LD耦合时, 锥端球面微透镜耦合效率比较高, 通常可达到 $40 \sim 50\%$; 但用于 $0.98\mu\text{m}$ 大功率半导体激光器耦合时, 当微透镜表面曲率半径 $R \approx 8\mu\text{m}$, 工作距离 $l \approx 12 \sim 15\mu\text{m}$ 时, 耦合效率最高, $\eta_{\max}=28.7\%$ 。偏移容差很小, 横向约为 $\pm 0.4 \sim \pm 0.7\mu\text{m}$, 轴向约 $6 \sim 9\mu\text{m}$ 。(2) 将所采用的自聚焦透镜反过来, 即把平端朝向LD, 当 $l_1 \approx 0.60\text{mm}$, $l_2 \approx 2.72\text{mm}$ 时, 得到最佳耦合效率 $\eta_{\max}=31.3\%$ 。失调容差与凸面朝向LD时相当。(3) 两端均为平面的0.25P-SLH自聚焦透镜耦合, 当 $l_1 \approx 0.70\text{mm}$, $l_2 \approx 3.34\text{mm}$ 时, 得到最佳耦合效率 $\eta_{\max}=29.6\%$ 。失调容差与平凸自聚焦透镜耦合时相当。三种方法均不及原方案优越。

§ 5.2 探讨

一、消球差微透镜耦合的探讨

双曲面透镜具有理想的消球差特性, 其焦距 f 决定着高斯光束的近轴变换性质。透镜的纵截面曲线满足关系式^[44]:

$$\frac{(z+u)^2}{u^2} - \frac{\rho^2}{v^2} = 1 \quad (5.2-1a)$$

其中

$$u^2 = \left(\frac{1}{n+1} \right)^2 f^2 \quad (5.2-1b)$$

$$v^2 = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 f^2 \quad (5.2-1c)$$

其数值孔径全角:

$$2\theta_a = 2 \tan^{-1}(v/u) \quad (5.2-2)$$

对典型的参数值 $f \approx 12 \mu\text{m}$, $n=1.46$, $2\theta_a \approx 93^\circ$, 足够满足LD的大发散角。

近年来, AT&T 贝尔实验室的H. M. Presby等人采用射频激励的 CO_2 激光在光纤端面上切削出具有双曲面型的非球面微透镜, 耦合损耗仅为0.45dB。不过, 这种技术成本太高, 给普遍应用带来了困难。

那么, 能否用普通工艺在光纤端面上获得双曲面或近双曲面微透镜呢? 通常, 光纤端微透镜表面是在表面张力作用下形成的球面。实际上, 如果我们对平端光纤微透镜的制作方法作些改进, 可获得很接近于双曲面形状的非球面微透镜。W. Bludau等人曾把一段芯径 $240 \mu\text{m}$ 粗的纯石英光纤一端与单模光纤熔接后, 在电弧放电下将另一端熔成半球, 之后, 用一根 $30 \sim 50 \mu\text{m}$ 粗的石英玻璃丝在熔融状态下点入少量玻璃于半球顶部, 再加热整形, 得到了非常接近于双曲面的微球面, 最低损耗达到1.5dB^[46]。在单模光纤端面也可进行这种操作, 先制作一定锥度的锥形光纤头, 在电弧放电下熔入单模光纤至合适深度, 再以适当速度、放电电流及电极位置将锥形光纤拉出, 从而附着一定量玻璃与光纤端面上, 再加热整形, 形成近双曲面。不过, 直接在单模光纤端面上制作, 因为微透镜焦距很小, 约 $12 \mu\text{m}$, 微透镜顶点曲率半径约 $5.7 \mu\text{m}$, 难于控制。如果在单模光纤前面熔接一定长度的渐变折射率多模光纤(GRIN MMF)作

为一段自聚焦棒透镜，再在多模光纤端面进行上述操作（这时锥形光纤头由相同的多模光纤制作），那么，近双曲面微透镜大得多，制作时容易控制，并且增大了工作距离。其耦合结构如图5.1所示。

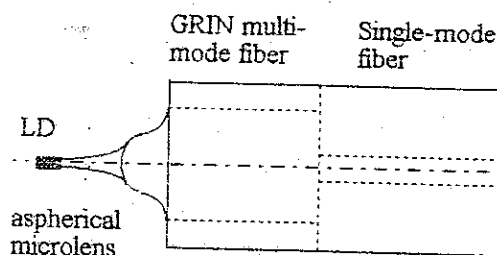


图5.1 微透镜耦合的改进原理图

其中，GRIN MMF的折射率分布为

$$n(r) = n_0 \left(1 - g^2 r^2 / 2 \right) \quad (5.2-3)$$

其中 n_0 、 $n(r)$ 分别是多模光纤轴线和径向 r 处的折射率， A 为聚焦常数。非球面当作薄透镜，焦距为 f ，非球面中心与多模光纤距离为 L_1 ，其间折射率近似看作与多模光纤分布相同。多模光纤长度为 L_2 。整个系统的变换矩阵为

$$\begin{aligned} T = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos(gL) & \sin(gL)/(n_0 g) \\ -n_0 g \sin(gL) & \cos(gL) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos(gL) - \sin(gL)/(n_0 g f) & \sin(gL)/(n_0 g) \\ -n_0 g \sin(gL) - \cos(gL)/f & \cos(gL) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (5.2-4)$$

对于一定折射率分布和几何尺寸的多模光纤，利用该变换矩阵和高斯光束变换关系式 (3.2-4)、(3.2-5)，可求出非球面焦距 f 随多模光纤长度（近似等于 L ）的变化关系。

这种耦合结构的制作有两个关键，（1）多模光纤长度的精确控制。

（2）非球面微透镜的制作。我们曾对此结构的实验研究进行了较长时间的的努力，遗憾的是，最后因无法精确控制多模光纤的长度而不得不放弃。但我们相信，如果能很好地解决长度控制问题，这种结构是有生命力的。

二、平凸自聚焦透镜耦合的改进

针对单模光纤模场半径小 ($0.98\text{ }\mu\text{m}$ 专用单模光纤更小) 的特点, 采用扩束光纤技术 (如热扩束光纤和倒锥光纤) [24], [25]。扩束光纤一方面可将单模光纤的模场半径扩大到原来的5~6倍, 从而增大了失调容差; 另一方面有利于减小系统象差, 从而进一步提高耦合效率。改进后的原理图如图5.2所示。

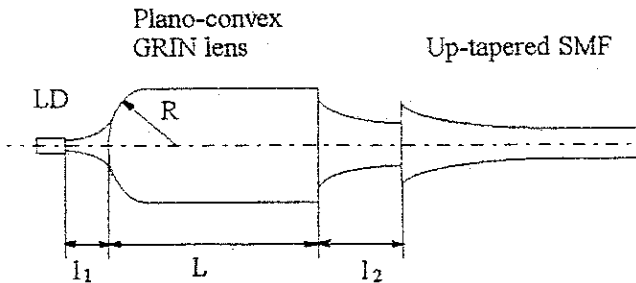


图5.2 平凸自聚焦透镜耦合的改进原理图

热扩束光纤和倒锥光纤的制作见文献[25]、[24]。实际上, 单模光纤拉制时最后与预制棒相连接的一段光纤就是一个很好的倒锥光纤。我们曾在武汉邮电科学研究院的光纤光缆部制作了这样的 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ 波长的倒锥光纤, 可惜未能用于 $0.98\text{ }\mu\text{m}$ 大功率LD的耦合, 因为 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ 单模光纤对于 $0.98\text{ }\mu\text{m}$ LD来说, 已变成了多模光纤。

三、关于LD光束椭圆度的校正

对于大功率LD来说, 进行椭圆度校正对提高耦合效率有重要意义。进行椭圆度校正的方法主要有柱透镜、半柱形透镜和劈形透镜。柱透镜、半柱形微透镜, 用于 $0.98\text{ }\mu\text{m}$ LD的耦合时, 可获得约4.7dB的最低损耗(耦合效率34%) [4], [12], [13]。用劈形光纤头来耦合的, 最好时达到3.3dB的低损耗(耦合效率47%), 不过这种耦合方法虽然可以校正椭圆度, 但数值孔径、象差仍和球面微透镜差不多, 所以耦合效率并不很高。此外, 它的横向失调容差非常小, 在垂直于结平面方向上的3dB失调容差仅为 $0.4\text{ }\mu\text{m}$ [4], 相当于1dB容差仅为 $0.23\text{ }\mu\text{m}$, 降低了系统的稳定性。

致 谢

本文是在导师黄德修教授和刘雪峰副教授的悉心指导和热情关怀下完成的。二位导师敏锐的洞察力、严谨的治学态度和强烈的创新意识使我受益匪浅。导师不仅在学术上精心指导,在课题遇到困难时给予极大的支持和鼓励,而且在思想、工作和生活等各个方面给予作者无微不至的关怀和教诲。作者在三年学习期间所取得的每一份成绩无不浸透着二位导师的心血,在此论文完成之际,谨向二位导师表示最衷心的感谢和崇高的敬意。

在课题的进行当中,得到了光纤教研室向清讲师、孙军强博士、黄志坚博士生以及机械系赵斌博士的热情帮助和有益的讨论,在此表示由衷的感谢。衷心感谢刘德明教授、符鑫尧教授、黄菊仙副教授、唐义兵讲师、闵双全讲师和余敦录高级工程师等所给予的大力帮助。电子部石家庄第十三所提供了 $0.98\mu\text{m}$ 大功率半导体激光器,中科院武汉邮电科学研究院电信器件公司提供了自聚焦透镜和 $0.98\mu\text{m}$ 专用单模光纤,在此表示由衷的感谢。

衷心感谢同窗好友聂刚、虞国华、阮迎澜、任雪斌、刘永红硕士生和杨建良、张哲民博士生为作者提供多方面的帮助。

深深感谢父母的养育之恩以及对我学业的不懈支持。

深深感谢在我近二十年的求学生涯中曾给予我真诚理解、帮助和鼓励的人们。

作者 李宝红

一九九六年六月于华工园

参 考 文 献

- [1] 赵梓森等编著,《光纤通信工程》,人民邮电出版社,1994
- [2] 张煦著,《现代通信技术和大学教育》,上海交通大学出版社,1991
- [3] M.Shimizu,et al., "Compact and highly efficient fiber amplifier modules pumped by a $0.98\ \mu\text{m}$ laser diopde", J. Lightwave.Technol.,1991,9(2):291-295
- [4] V.S.Shah,et al., "Efficient power coupling from a 980-nm,broad area laserto single-mode fiber using a wedge-shaped fiber endface", J. Lightwave Technol.,1990,8(9):1313-1318
- [5] T.Toyonaka and S.Tsuji. "Polarization-independent semiconductor optical amplifier module using twin GRIN rod lens", Electron. Lett.1991,27(11):941-942
- [6] T.Toyonaka, S.Tsuji, "22dB gain semiconductor optical amplifier module using high numerical aperture aspheric lenses", Electron. Lett.1992,28(14):1302-1304
- [7] G.Wenke,Y.Zhu, "Comparison of efficiency and feedback characteristics of techniques for coupling semiconductor lasers to single-mode fibers", Appl.Opt.,1983,22(23):3837-3844
- [8] R.Keil,et al., "Simple method for quantifying optical feedback for laser to single-mode fiber coupling structures", J. Opt. Commun.,1989,10(1):33-35
- [9] H.Kogelnik.Coupling and conversion coefficients for optical modes.Microwave Res. Instit.Symp.Series. J.Fox, Ed.Brooklyn,New York.1964,14:333-347
- [10] R.E.Wagner and W.J.Tomlinson. Coupling efficiency of optics in single-mode fiber components. Appl.Opt.,1982,21(15):2671-2688
- [11] Giok-djan Khoe,et al., "Progress in monomode optical fiber interconnection devices", J. Lightwave Technol., 1984,LT-2(3):217-227
- [12] E.Weidel, "New coupling method for GaAs-laser-fiber coupling", Electron. Lett. 1975,11(18):436-437
- [13] M.Meada,I.Ikushima,et al, "Hybrid laser-to-fiber coupler with a cylindrical lens", Appl.Opt.,1977,16(7):1966-1970
- [14] M.Saruwatari and K.Nawata, "Semiconductor laser to single-mode fiber coupler", Appl.Opt. 1979,18(11):1847-1856
- [15] M.Sumida and K.Takemoto. "Lens copling of laser diodes to single-mode fibers", J. Lightwave Technol.1984,2(3):305-311

- [16] J.Yamashita, et al., "High-efficiency LD coupler with a truncated Si spherical lens", in Tech.Dig.OFC'85 (San Diego). 1985,TUL2:48-49
- [17] H.Karstensen, "Laser diode to single-mode fiber coupling with ball lenses", J. Opt. Commun.1988,9(2):42-49
- [18] H.Karstensen,K.Drogemuller, "Loss analysis of laser diode to single-mode fiber couplers with glass spheres or silicon plano-convex lens", J. Lightwave Technol.,1990, 8(5):739-747
- [19] I.Kitano, et al., "Gradient-index lens for low-loss coupling of laser diode to single-mode fiber", Appl. Opt., 1986,25(19):3336-3339
- [20] H.Honmou,et al., "1.0dB low-loss coupling of laser diode to single-mode fiber using a planoconvex graded-index rod lens", Electron. Lett.,1986,22(21): 1122-1123
- [21] M.Saruwatari,T.sugie, "Efficient laser diode to single-mode fiber coupling using a combination of two lenses in confocal condition", IEEE.J. Quantum Electron. ,1981, 17(6):1021-1027
- [22] K.Kawano, "Coupling characteristics of lens systems for laser diode modules using single-mode fiber", Appl.Opt.1986,25(15):2600-2605
- [23] K.Kawano,et al., "Laser diode module for single-mode fiber based on new confocal combination lens method", J. Lightwave Technol.,1986, LT-4(9):1407-1413
- [24] H.M.Presby, et al. "Laser-to-fiber coupling via optical fiber up-tapers", J. Lightwave Technol.1989,7(2):274-277
- [25] K.Shiraishi,Y.Aizawa,S.Kawakami,"Beam expanding fiber using thermal diffusion of the dopant," J. Lightwave Technol.,1990,8(8):1151-1161
- [26] K.Yoshino, et al., "Characteristics of laser-diode modules using thermally-diffused expanded core fibers", Electron.Lett. 1991,27(10):796-798
- [27] H.Karstensen,et al., "High-efficiency two lens laser diode to single- mode fiber coupler with a silicon plano convex lens", J. Lightwave Technol.,1989, 7(2):244-249
- [28] H.Honmou,K.Kakimoto,and K.Kaede, "Low-loss LD-to-single-mode fiber coupling using twin graded-index rod lens", Electron. Lett.,1989,25(1):49-50
- [29] L.G.Cohen and M.V.Schneider,"Microlenses for coupling junction lasers to optical fibers," Appl.Opt.,1974,13(1):89-94
- [30] J.Yamada,Y.Murakami, "Characteristics of a hemispherical microlens for coupling between a semiconductor laser and single-mode fiber", IEEE J. Quantum Electron. 1980,16(10):1067-1072

- [31] G.Eisenstein and D.Vitello, "Chemically etched conical microlens for coupling single-mode laser into single-mode fiber," Appl.Opt.,1982,21:3470-3474.
- [32] V.Shah,et al., "High-efficiency low-reflectance polished conical endface fiber for single-mode fiber to laser coupling", Proc. of Optical Fiber Communications 92, 1992:228-230
- [33] 查开德, 韦朝灵, 高效低反射的光纤和半导体激光器耦合技术, 全国第七次光纤通信学术会议论文集,1995:637-641
- [34] H.Kuwahara,et al., "Efficient coupling from semiconductor laser into single-mode fiber with tapered hemispherical ends", Appl. Opt.1980,19(15):2578-2583
- [35] G.D.Khoe, "Efficient coupling of laser diodes to tapered monomode fibers with high-index ends", Electron. Lett.,1983,19(6):205-206
- [36] K.Mathyssek,J.Wittmann,R.Keil, "Fabrication and investigation of drawn fiber tapers with spherical microlenses", J.Opt.Commun.1985,6(4):142-146
- [37] C.W.Barnard, et al., "Single-mode fiber microlens with controllable spot size", Appl. Opt., 1991,30(15):1958-1962
- [38] Liu Xuefeng, Huang Dexiu,Li Zaiguang, Efficiency and optical feedback of traveling-wave semiconductor laser amplifier to single-mode fiber coupling: theory and experiment", Fiber and Integrated Optics,1993,12(1):47-55
- [39] 刘德明, 刘雪峰, 黄德修, "行波半导体激光放大器耦合技术研究", 光学学报,1992,12(4): 308-312
- [40] 刘雪峰等, "一种半导体光放大器输出耦合模式的研究", 半导体学报, 1993, 14 (7) : 423-428
- [41] 刘雪峰, 孙军强, 黄德修, "光纤放大器泵浦光高效率注入方式的研究", 光通信技术, 1994, 18(1): 35-38
- [42] J.Stone, "Long-working-distance expanded-beam fiber microlenses ", Electron. Lett. 1991,27(7):592-593
- [43] H.M.Presby,A.F.Benner,and C.A.Edwards,"Laser micromachining of efficient fiber microlenses", Appl.Opt.1990,29(18):2692-2695
- [44] H.M.Presby and C.A.Edwards, "Near 100% efficient fiber microlenses", Appl.Opt. Electron.Lett.1992,28(6):582-584
- [45] H.M.Presby et al., "Asymmetric fiber microlens for efficient coupling to elliptical laser beams", IEEE Photonics Technol.Lett.1993,5(2):184-186
- [46] W.Bludau and R.H.Rossberg,"Low-loss laser-to-fiber coupling with negligible optical feedback", J.Lightwave Technol.1985,3(2):294-302.

- [47] H.Sakaguchi,et al. Power coupling from laser diode into single-mode fibers with quadrangular pyramid-shaped hemiellipsoidal ends. *Electron.Lett.* 1981,17(12):425-426
- [48] 李德杰, 非轴对称光纤透镜, 光子学报。1995,24(Z1):379-382
- [49] 张静娟, 姬扬,用二元光学方法将椭圆高斯光束变换为均匀圆光束, 1994年光电子器件与集成技术年会论文集,1994:342-344
- [50] M.Ohkubo,et al., "0.98 μ m InGaAs-InGaAsP-InGaAs GRIN-SCH SL-SQW lasers for coupling high optical power into single-mode fiber ", *J. Quantum Electron.*, 1993,29(6):1932-1935
- [51]M.Wada, et al., " Laser diodes monolithically integrated with spot-size converters fabricated on 2 inch InP substrate", *Electron.Lett.*,1995,31(15):1252-1254
- [52] J.V.Collins,et al., "Passive alignment of a tapered laser with more than 50% coupling efficiency", *Electron.Lett.* 1995,31(9):730-731
- [53] John Walko, "BT improves laser-fiber link",*Photonics Spectra*,1995(8):26-28
- [54] 刘德明, 向清, 黄德修, 《光纤光学》, 国防工业出版社, 1995
- [55] D.Marcuse,"Loss analysis of single-mode fiber splices", *Bell Syst.Tech.J.*1977,56:703-708
- [56] 郭长志著, 《半导体激光器模式理论》, 人民邮电出版社, 1989: chap.3-4
- [57] 黄德修, 《半导体光电子学》, 电子科技大学出版社, 1989
- [58] 魏光辉, 朱宝亮, 《激光束光学》, 北京工业学院出版社, 1988
- [59] 吕乃光编, 《傅里叶光学》, 机械工业出版社, 1988
- [60] 庄松林, 钱振邦编著, 《光学传递函数》, 机械工业出版社, 1981
- [61] K.S.Lee, "Focusing characteristics of a truncated and aberrated gaussian beam through a hemispherical microlens", *Appl.Opt.*,1986,25(20):3671-3676
- [62] N.Saga,et al., "Diffraction of a gaussian beam through a finite aperture lens and the resulting heterodyne efficiency", *Appl.Opt.*,1981,20(16):
- [63] 卢亚雄, 吕百达编著, 《矩阵光学》, 大连理工大学出版社,1989
- [64] J.D.Love,W.M.Henry, "Quantifying loss minimisation in single-mode fiber tapers", *Electron.Lett.* 1986,22(17):912-914
- [65] J.D.Love, et al., "Spot size,adiabaticity and diffraction in tapered fibers", *Electron.lett.* 1987,23(19):993-994
- [66] 梁铨廷, 物理光学, 机械工业出版社, 1987: chap.1
- [67] 王子余著, 《几何光学和光学设计》, 浙江大学出版社, 1989
- [68] M.Okayasu,et al., "High-power 0.98 μ m GaInAs strained quantum well lasers for Er^{3+} -doped fiber amplifier",*Electron. Lett.*,1989,25(23):1563-1564

- [69] T.Yamgishi, "Gradient-index rod lens with high N.A.", Appl. Opt.,1983, 22(3): 400-403
- [70] N.Yamamoto,H.Nishi,et al., "Selfoc microlens with a spherical surface",Appl.Opt., 1982,21(6):1021-1023
- [71] 乔亚天著,《梯度折射率光学》,科学出版社,1991: chap4-5
- [72] J.B.Scarborough, Numerical mathematical analysis, Johns Hopkins U.P.,Baltimore, 1966:chap.13
- [73] I.Kitano,et al., "Spherical aberration of gradient-index rod lenses",Appl.Opt.,1983, 22(3):396-399