

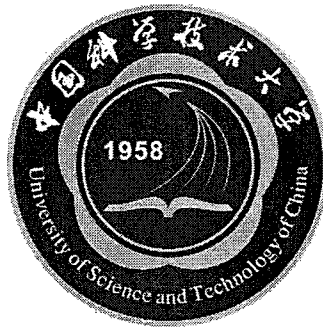
中国科学技术大学
硕士学位论文



GaN/光敏聚合物复合波导
特性研究

作者姓名： 班文君
学科专业： 电磁场与微波技术
导师姓名： 朱冰 教授
完成时间： 二〇一八年五月十日

University of Science and Technology of China
A dissertation for master's degree



Design and study of GaN/ Photosensitive polymer composite waveguide

Author's Name: Ban Wenjun
Speciality: Electromagnetic Field and
Microwave Technology
Supervisor: Prof. Zhu Bing
Finished time: May 10th, 2018

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: 班文君

签字日期: 2018.6.4

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密(____年)

作者签名: 班文君

导师签名: 朱冰

签字日期: 2018.6.4

签字日期: 2018.6.4

摘要

随着人们对光通信系统中信息加载容量和传输速度要求的提高,集成光子电路相对于传统分立光学元件,逐渐显现出其高性能、低成本、结构紧凑的特点。以 GaN 为代表的宽带隙半导体凭借其优良的光电特性,成为集成光子电路中最具研究价值和发展潜力的基础材料。本论文正是基于 GaN 波导的优点,结合具有光敏特性的掺偶氮苯聚合物,设计并仿真分析了适用于波分复用系统的光波导器件和掺铟 GaN 波导光放大器。

本文首先综述对比了 GaN 与其他光集成工艺中常用材料的优缺点,总结了国内外研究团队在 GaN 光波导器件方面的研究进展,以及近年来在 GaN 与聚合物材料复合结构方面的研究成果。

接下来建立了 GaN 脊形光波导的理论分析模型,采用有效折射率法给出不同偏振波导模式满足的特征方程。在理论模型的基础上,通过计算设计了合理的波导结构。进一步地,利用偶氮苯分子在光照条件下的顺反异构,设计了 GaN/光敏聚合物复合结构光波导器件。

针对应用于光通信窗口的无源光波导器件,设计分析了 GaN 定向耦合器、GaN/掺偶氮苯光敏聚合物复合周期结构定向耦合器以及中心波长 1550nm 的阵列波导波分复用器等无源光波导器件。

针对同样波长下的有源光波导器件,通过计算分析了掺铟 GaN 波导的光放大增益,并设计了完整的集成光波导放大器。

文中各部分均通过仿真验证了设计结构的可行性。

关键词: GaN 光敏聚合物 集成光学器件 周期波导结构 集成光学光放大器

ABSTRACT

As the increasing requirements of transmission capacity and transmission rate in optical communication system, compared with the traditional discrete optical elements, integrated photonic circuit shows the higher performance and lower cost and can have a more compact structure. The broadband gap semiconductors, such as GaN becomes a kind of basic materials in integrated photonic circuits with research value and development potential because of its excellent photoelectric properties. This paper was based on the advantages of GaN waveguide, combined with azobenzene polymer with photosensitivity characteristics, designed and simulated the optical waveguide devices suitable for wavelength division multiplexing system and Er³⁺-doped GaN waveguide optical amplifier.

This article first summarized and compared commonly used materials in GaN and other optical integrated processes, and summarized the research progress of GaN optical waveguide devices at home and abroad, as well as the research of composite structures of GaN and polymer materials.

A theoretical model of GaN ridge waveguide was established, and the effective equation was used to give the characteristic equations satisfied by different polarization waveguide modes. Based on the theoretical model, a reasonable waveguide structure was designed by calculation. The GaN/photosensitive polymer composite structure optical waveguide device was designed by using the isomeric trans-isomerization of azobenzene under light conditions.

For the passive optical waveguide devices applied to an optical communication window, passive optical waveguide devices such as GaN directional couplers, azobenzene photopolymer-based composite structure directional couplers, and arrayed waveguide wavelength division multiplexers with a center wavelength of 1550 nm were designed and analyzed.

For the active optical waveguide devices applied to the same wavelength, through the calculation and analysis of the gain of the erbium-doped GaN waveguide, a complete integrated optical waveguide amplifier was designed.

The various parts of the paper verified the feasibilities of the design structures through simulations.

Key Words: GaN, Photopolymer, Integratedoptics, Periodic Waveguide Structure, Integrated Optical Amplifier

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	III
目 录.....	V
图 目 录.....	VII
第 1 章 绪论.....	1
1.1 GaN 光波导研究	2
1.2 GaN 等/聚合物复合波导研究	6
1.3 论文主要内容及章节安排.....	8
第 2 章 GaN-GaN/聚合物复合光波导建模分析.....	11
2.1 脊形波导的分析模型	11
2.1.1 二维平板波导理论分析模型.....	11
2.1.2 三维脊形波导理论分析模型.....	12
2.1.3 光束传播法求解矩形波导.....	14
2.2 GaN 材料特性与集成光学器件的建模分析	15
2.2.1 GaN 材料特性	15
2.2.2 GaN 单模波导	18
2.3 偶氮苯聚合物的光敏特性	21
2.3.1 偶氮苯聚合物的光致异构特性.....	21
2.3.2 偶氮苯聚合物的光致取向特性.....	21
2.4 本章小结	23
第 3 章 GaN/光敏聚合物复合波导的设计与仿真分析	25
3.1 聚合物包层定向耦合器的设计	25
3.2 波长选择性定向耦合器的设计	28
3.3 基于 GaN 脊形波导的阵列波导光栅设计	31

3.3.1 阵列波导光栅的基本原理.....	32
3.3.2 阵列波导光栅的参数设计.....	33
3.3.3 阵列波导光栅的输出光谱.....	36
3.4 本章小结.....	39
第 4 章 铟镜共掺 GaN 波导光放大器的设计与仿真分析.....	41
4.1 铟镜共掺 GaN 波导光放大特性分析.....	41
4.1.1 铟镜共掺 GaN 波导光放大.....	41
4.1.2 铟镜共掺 GaN 波导光放大机制.....	42
4.2 980nm/1480nm 泵浦 GaN 波导光放大器的设计与仿真分析.....	47
4.2.1 光纤与 GaN 波导耦合损耗分析.....	48
4.2.2 980/1480nm 泵浦光与信号光耦合区设计.....	51
4.3 本章小结.....	53
第 5 章 总结.....	55
参考文献.....	57
致 谢.....	65
在读期间发表的学术论文与取得的其他研究成果.....	67

图目录

图 1.1	思科全球云指数数据容量预测 ^[6]	2
图 1.2	GaN/AlGaN 3dB 光波导耦合器 ^[13] (a)俯视图(b)输出端面(c)输出端功率	3
图 1.3	GaN 阵列波导光栅 ^[14] (a)设计版图(b)波分复用光谱	3
图 1.4	Si-GaN-Si 多模干涉解复用器 ^[20]	4
图 1.5	悬空式 GaN 波导耦合器(a)矩形栅 ^[22] (b)弧形栅 ^[23] (c)椭圆桥式 ^[24]	5
图 1.6	GaN 单片光互连的实现 ^[25] (a)结构设计(b)电子显微镜下实物结构	5
图 1.7	GaN 基集成光子芯片 ^[26]	6
图 1.8	柔性 GaN LED 显示 ^[34]	7
图 1.9	GaN 纳米纤维 ^[38]	7
图 1.10	GaN-聚合物-Si 微环谐振器 ^[39] (a)结构示意图(b)电子显微镜下实物图	8
图 2.1	三层非对称平板波导(a)波导结构(b)介电常数关系	11
图 2.2	马卡提里近似法	13
图 2.3	利用有效折射率法求解脊形波导模式(a)分区求解示意图(b)等效平板波导	13
图 2.4	GaN 晶体结构(a)纤锌矿(b)闪锌矿(c)岩盐矿	15
图 2.5	Ga 面 GaN 与 N 面 GaN	16
图 2.6	脊形 GaN 波导 ^[13]	16
图 2.7	双折射随波导取向角的周期性变化 ^[13]	17
图 2.8	蓝宝石衬底上 GaN/Al _{0.03} Ga _{0.97} N 光波导的波导横截面	19
图 2.9	不同偏振下 0 阶模有效折射率随波导宽度的变化	19
图 2.10	0 阶模和 1 阶模有效折射率随波导宽度的变化(a)TE 偏振(b)TM 偏振	20
图 2.11	宽度 1.8 μ m 脊形波导 0 阶模场分布(a)TE 偏振(b)TM 偏振	20
图 2.12	0 阶模和 1 阶模随波长的变化(a)TE 偏振(b)TM 偏振	20
图 2.13	偶氮苯分子的光致异构化	21
图 2.14	偶氮苯光致取向(a)单个分子取向(b)双折射变化(c)薄膜取向	22
图 2.15	掺偶氮苯聚合物(PMMA-DR1)在偏振光取向后, 各方向折射率随时间的变化 ^[68]	23
图 2.16	掺偶氮苯 PMMA 长周期光纤光栅 ^[70]	23

图 3.1 三种 GaN 定向耦合器结构示意图(a)空气包层(b)聚合物包层(c)包含周期结构	25
图 3.2 两个平行波导结构的耦合	25
图 3.3 GaN 脊形波导定向耦合器的横截面结构示意图	27
图 3.4 不同包层、不同间距下耦合情况比较	27
图 3.5 宽度 1.8 μm ，高度 3 μm 和 4 μm ，不同偏振方向的耦合情况比较	28
图 3.6 设计的 GaN/掺偶氮苯周期结构定向耦合器示意图	28
图 3.7 满足布拉格反射条件的定向耦合器(a)各端口输出示意图(b)横截面示意图	29
图 3.8 耦合效率随折射率调制深度的变化	31
图 3.9 耦合效率随周期数目的变化	31
图 3.10 耦合效率随波导间距的变化	31
图 3.11 典型阵列波导光栅结构示意图	32
图 3.12 用于 AWG 设计的脊形波导结构示意图	33
图 3.13 (a)脊形波导横截面(b)脊形波导场分布(c)平板波导横截面(d)平板波导场分布	34
图 3.14 GaN 脊形波导有效折射率随波长变化关系	34
图 3.15 8 通道阵列波导光栅(a)输出版图(b)输出光谱	38
图 4.1 铟镜共掺光放大机制	42
图 4.2 信号光增益随信号光功率和波导长度的变化	45
图 4.3 信号光增益随泵浦光功率和波导长度的变化	46
图 4.4 信号光增益随掺杂浓度和波导长度的变化	47
图 4.5 980nm/1480nm 泵浦 GaN 波导光放大器	47
图 4.6 不同包层腐蚀长度下，光纤到纤芯的耦合情况	48
图 4.7 单模光纤与矩形波导耦合方式(a)末端面直接耦合(b)侧端面耦合	49
图 4.8 纤芯与脊形波导耦合效率比较(a)末端面耦合(b)侧端面耦合	49
图 4.9 不同纤芯半径下，纤芯到脊形波导的耦合情况	50
图 4.10 不同纤芯与波导接触位置下，纤芯到脊形波导的耦合情况	51
图 4.11 980nm 泵浦光与 1550nm 信号光在不同包层、不同波导间距条件下的耦合情况	52
图 4.12 1480nm 泵浦光与 1550nm 信号光在不同包层、不同波导间距条件下的耦合情况	52
图 4.13 铟镜共掺 GaN 光波导放大器平面示意图	53

第1章 绪论

“光通信”这一概念最早可以追溯至人类早期生产生活中，以简单的手势、烽火狼烟、海上灯塔的形式传递信息，这些早期的信息载体对于传输条件要求很高，且传输距离有限，因此接收方难以及时、准确的获取信息。

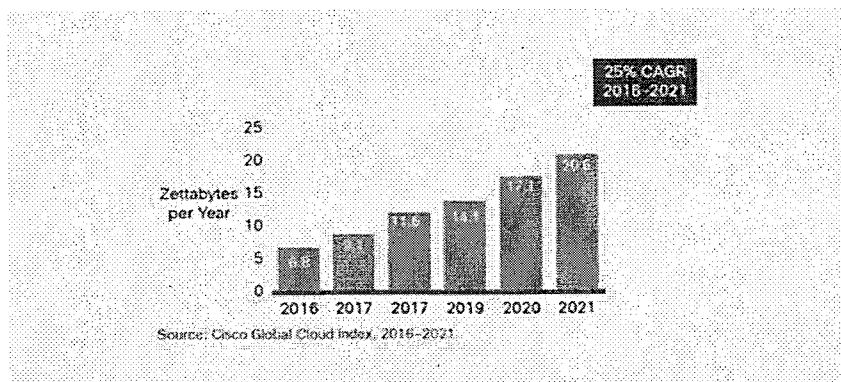
1880年，Bell以太阳光为光源，空气为传输载体，在收发端分别配置光接收器和声光转换装置，搭建起最早的“光通信系统”，证明了他对利用光进行电话通话的设想，当时的通话距离达到了213米^[1]。

1960年，工作波长694.3nm的红宝石激光器首次问世^[2]，激光作为抗干扰能力强、能量高度集中、相干性能极佳的新型光源，为以光为载体的大容量通信提供了重要保证。但此时的大气光通信仍面临着传输介质不稳定、远距离传输过程中大量能量损耗的问题。

1966年，华裔科学家高琨将研究重点由大气转向可以限制光传输的光纤^[3]，这一想法的提出在光通信领域具有里程碑式的重要意义。随后的1970年，Corning公司依据高琨对通信光纤的理论分析，首次成功制备了石英光纤，测试得到每公里损耗小于20dB^[4]。

随着光纤通信的快速发展，人们对光信号传输的要求也朝着超长距离和超大容量方向发展。于是在1987年，由Mears R J等人设计的掺铒光纤放大器^[5]，成功解决了由光纤固有损耗导致的有限传输距离这一问题。另一方面，波分复用方案的实施为信道容量的拓宽提供了可能。在这两项突破性技术的支持下，光纤通信不再受距离和容量的制约，朝着全光网络体系快速迈进。

然而，人们对信息容量的要求在以惊人的速度逐年递增，据思科提供的全球云指数数据容量预测可知，2021年全球对信息容量的需求将达到2016年的3.3倍^[6]。在成倍增长的信息容量需求面前，提高当前光通信传输速率与光网络承载力的任务迫在眉睫，提升功能的直接办法就是制作更加复杂的光通信系统，引入更多的光通信器件，而以往常采用的非集成设备将导致许多不利因素，如高昂的制造成本、复杂的光束对准以及稳定性差等问题。也正由于此，集成光学的优势逐渐为人们所重视，依旧采用光为传输信息载体，利用高度集成化的半导体元件来替代原有的分立元件，在满足更大的信息量需求的基础上，既保留了光这种信息载体的速率优势，同时能够利用材料与工艺特点，缩小系统体积、实现器件的广泛商用化^[7]。这种集成既可以是**有源、无源式光学元件**的高效连接，也可是**光学元件与电子电路**的互补结合，具有非常广阔的应用前景。

图 1.1 思科全球云指数数据容量预测^[6]

1.1 GaN 光波导研究

早在 1969 年, Bell 实验室的 Tamir 和 Mille 等人就已初步建立对“集成光学”的设想^[8], 立足于光电子学和微电子学的基本理论, 以集成的方法研究在平面衬底上制备光学器件和光学-电子学器件系统的组成和功能。随后的几十年里, 伴随着对材料的探索和加工工艺的提升, 集成光学已经对光传输领域产生了巨大的影响。这其中, 材料选择上历经了多次尝试, 从早期普遍采用的 Si、SiO₂、到具有电光效应的 LiNbO₃ 和造价低廉的聚合物材料, 再到将半导体材料引入加工体系, 替代原有的硅基材料, 成为平面集成光路的代表性基材。其中, GaN 作为第三代直接带隙 III-V 族半导体材料, 基于其短波长发光特性的有源器件于 1989 年由 Hiroshi Amano^[9]首次报道, 众所周知, 宽带隙的 GaN 半导体材料在蓝光和紫外光波段发光器件的发展中扮演着越来越重要的角色, 如: 发光二极管(Light Emitting Diodes, LED)^[10]、短波长激光器^[11]等。同时 GaN 因具有优良的光电特性, 其异质结构在场效应晶体管等高性能半导体器件^[12]的发展中也发挥着重要作用。

值得注意的是, GaN 材料同样可以用于无源和有源光波导器件的制备。随着光子集成电路的迅速发展, GaN 光波导器件在 1550nm 光通信窗口的应用也被相继报道, 从事这方面研究工作的主要有美国堪萨斯大学的惠荣庆教授研究组、德克萨斯理工大学的 R.Dahal 团队、英国克莱斯勒大学张岩峰教授课题组等海内外研究团队, 但相较于对 GaN 发光器件的研究, 这部分还存在着广阔的研究空间与发展前景。

首先, 在光纤通信波长范围, 2003 年, 惠荣庆教授小组设计、制作和表征了工作波长 1550nm 的 GaN/AlGaIn 单模脊形波导^[13], 讨论了适用于光纤通信的 GaN 功能性光波导器件的优势。设计长度 1.395mm 的 GaN/AlGaIn 3dB 光波导耦合器,

图 1.2 中为该耦合器的俯视图、输出端横截面与实验测得的输出端口功率，体现了 GaN 用于实现可切换光子集成电路的应用前景。

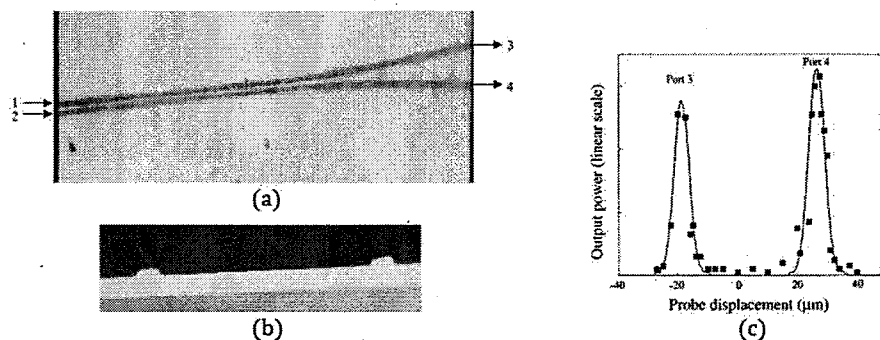


图 1.2 GaN/AlGaIn 3 dB 光波导耦合器^[13](a)俯视图(b)输出端面(c)输出端功率

2005 年，在利用 GaN 制作简单耦合器的基础上，该研究组尝试了复杂度更高的 GaN-AlGaIn 基阵列波导光栅(Arrayed Waveguide Grating, AWG)器件的制作。将 GaN 作为阵列波导光栅制作材料的优势在于，传统 SiO₂ 波导折射率的调谐通常只能通过对每个波导的局部加热来实现，这一过程非常缓慢，因而不适用于光分组交换。对阵列波导的折射率调谐，可以实现设备传输函数的优化与光开关功能^[14]。而 GaN 波导折射率可由载流子注入过程控制，折射率变化速度在亚纳秒量级^[15]，远高于 SiO₂ 材料，这使得利用 GaN 基光波导来实现更高的开关响应速度与光分组交换成为可能。

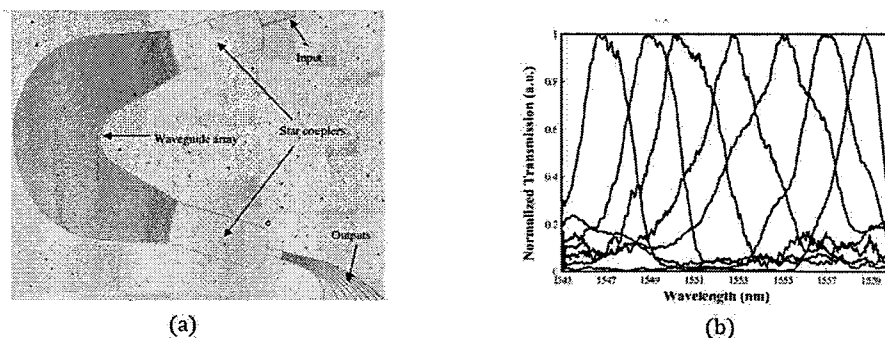


图 1.3 GaN 阵列波导光栅^[14](a)设计版图(b)波分复用光谱

室温下窄带半导体中的铟离子由于热淬灭效应，在 1540nm 的发光效率很低。已有文章指出，半导体宿主材料能量带隙与晶体质量的提高将显著增强这一过程的热稳定性^[16]。而在各种宽带隙半导体中，GaN 以其结构和热稳定性、高效的发光过程而被看作最有前景的宿主材料。2009 年，Dahal R 小组报道了 365nm LED 泵浦源^[17]激励的掺铟 GaN 波导的光放大。而相比于具有高能量光子的短波长泵浦源，近红外波长泵浦源能够提供更高的光子转换效率。掺铟 GaN 薄膜在 1550nm

窗口附近的光发射^[18,19]也已被报道,这其中,掺铟 GaN 和 AlGaN 外延层被证实相比于 Si、GaAs 等材料,可以有效降低铟离子的热淬灭效应。由于铟离子与半导体晶格结构间的相互作用,测得室温下 $^4I_{13/2}$ 亚稳态能级载流子寿命为 1.5ms^[13],虽然稍小于同样实验条件下的掺铟 SiO₂,但相较于典型半导体光放大器纳秒量级的粒子寿命,这一数值有明显提升。基于 GaN 的光源和光放大器具有电致发光、单片集成、温度不敏感、线性增益响应、低噪声等优势,对本地和广域网、有线电视的分布以及光纤到户等需要设置多重放大的应用场景都极具吸引力。

2016 年,Bar Baruch Ben Zaken^[20]设计的基于 Si-GaN-Si 沟槽波导结构的 8 波长通道多模干涉解复用器,波长范围覆盖 C 波段(1530nm~1565nm)的各个波长在传输长度 6.6mm 时被完全分开,器件的插入损耗在 0.9dB~2.12dB,各波长信道间串扰在-19.97dB~-13.77dB,带宽 1.8nm~3.6nm。图 1.4 中展示的这种由 Si 包围 GaN 的结构,对光场有强烈的限制和导引作用,进而可以获得更小的损耗和传导光拍长。

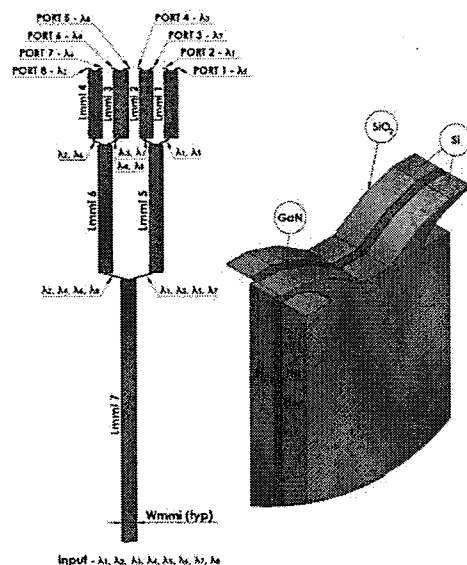


图 1.4 Si-GaN-Si 多模干涉解复用器^[20]

在可见光波长范围,2011 年,英国克莱斯勒大学张岩峰教授课题组利用大截面 GaN 波导代替硅基二氧化硅波导,设计并制造了针对 800nm、55:45 分光比的定向耦合器,并利用此结构进行双光子干涉实验,实验获得了高质量干涉^[21]。

在 GaN 与现有 Si 基器件的集成中,由于 Si 的折射率明显高于 GaN,通常在 GaN 与 Si 衬底间引入 SiO₂ 起隔离作用,近几年,陆续报道了将 GaN 波导直接悬空放置在 Si 衬底上方的研究,南京邮电大学的 Qifa Liu 等人先后设计并制作了 GaN-Si 直波导与不同结构的悬空式脊形波导光栅耦合器^[22,23]。2015 年,Takuji Sekiya 设计了椭圆桥状悬空式 GaN 波导^[24]。这一系列面向可见光平面光

子学的 GaN 波导器件，为平面光子芯片的设计、平面光子器件与光源的单片集成提供了新方法。

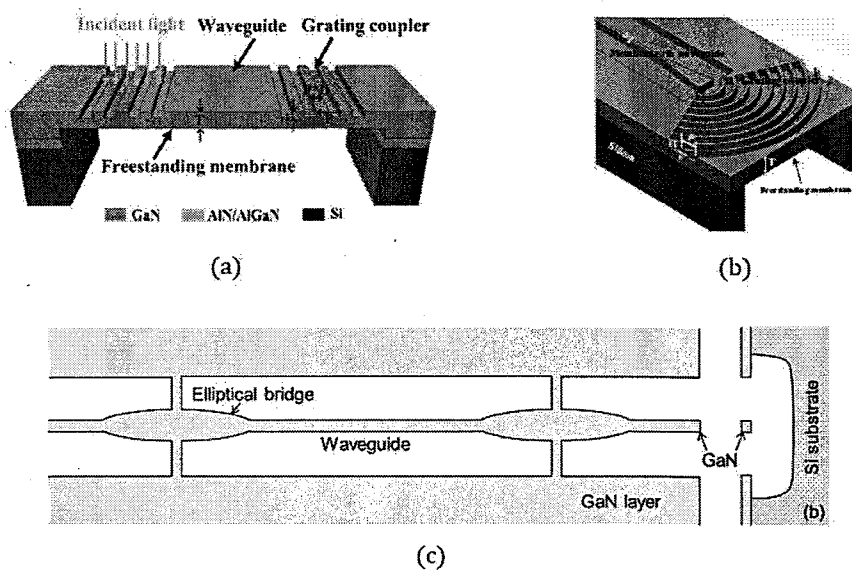


图 1.5 悬空式 GaN 波导耦合器(a)矩形栅^[22](b)弧形栅^[23](c)椭圆桥式^[24]

在实现单片集成方面，2016 年，Jialei Yuan 等人报道了用于片上光互连的 GaN-Si 定向耦合器的设计与制作，其中 GaN 定向耦合器被用于实现光从发送方到接收方的耦合，面内可见光通信过程的传输速率为 30Mbps^[25]。

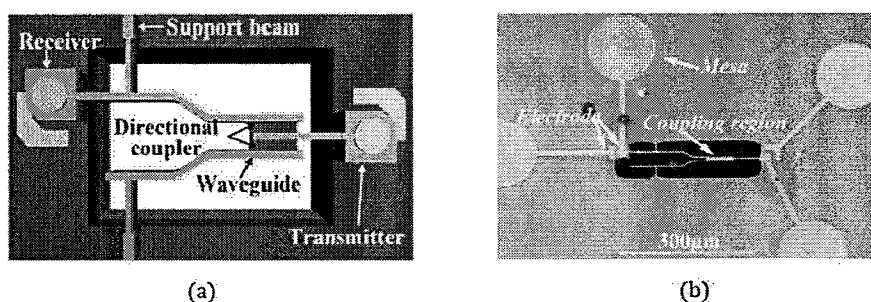
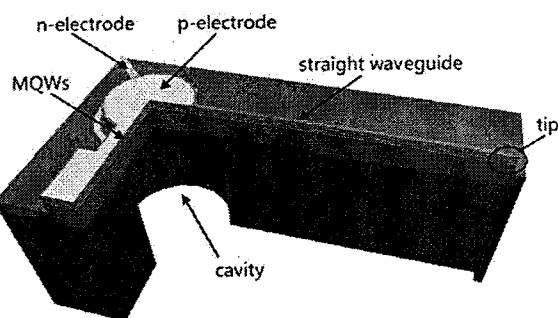


图 1.6 GaN 单片光互连的实现^[25](a)结构设计(b)电子显微镜下实物结构

2018 年，Xin Li 等人^[26]制作了 GaN 基平面光子芯片，将悬空式 LED 微型光源、直波导、光探测器集成在同一 Si 衬底上。通过波导耦合实现平面内可见光通信，相比以往被广泛采用的分立式集成光路，这种 GaN 基平面内连续波导导光的光传输效率有所提高。

图 1.7 GaN 基集成光子芯片^[26]

近两年,有关 GaN 非线性光学方面的研究也有报道,在纤锌矿结构 GaN 晶体的生长过程中,由于其无对称中心结构而具有二阶非线性效应^[27]。直接带隙、宽透明窗口与高阶非线性效应使得 GaN 在非线性光学领域同样备受瞩目。其 1550nm 波长下三阶非线性系数也比同样条件下的 SiO₂ 波导高出 100 倍,比 SiC 波导高出 10 倍^[28]。

除以上列举的研究成果,通过对波导结构、材料、工艺的改进来降低波导的损耗,利用 GaN 制备宽带、高品质因数光学谐振器^[29]、光子晶体^[30]的报道也从未停止。有理由相信,结合 GaN 半导体优良的材料特性与完备的波导理论,基于 GaN 波导的平面集成光学器件将拥有广阔的发展空间。

1.2 GaN 等/聚合物复合波导研究

有机聚合物种类多样,且可以根据需要人为设计合成,结合无机材料优良的光学特性和温度稳定性,有机-无机复合光学材料可以发挥两者的优势,取长补短,同时聚合物的加工工艺相对简单,在提升器件性能的同时也易于满足产品商业化对降低材料成本和工艺难度的要求。

在电子器件方面,利用导电聚合物与 n-GaN 形成肖特基接触,代替金或镍,解决了反向偏压下漏电流较高这一问题,同时可以结合聚合物材料电化学稳定,对可见光谱透明、高电导率的特点^[31],提高电致发光效率。

2007 年, Mingqian Tan 设计的基于 GaN: Mg 纳米晶体电致发光的有机-无机混合结构中,利用可导电的 π -共轭聚合物来加强铟锡氧化物电极的载流子注入^[32]。

2011 年, Nobuyuki Matsuki 等人利用同种可导电的 π -共轭聚合物和 n 型 GaN 构成的肖特基接触,与传统 n 型 GaN 肖特基光敏器件相比,具有更优良的整流与光伏特性^[33]。

在利用聚合物实现柔性显示方面,将柔性基板与 GaN LED 结合,可用于降低平板显示器件的制造成本,增加显示面积,实现屏幕弯曲功能。

2012年, Sang Yong Lee 等人^[34]将 GaN 发光二极管制作在液晶聚合物柔性衬底上, 测试结果显示这种可弯曲 LED 具有机械和光稳定性, 同时该团队提出 GaN 的宽禁带、高效率的特点不仅可用于电子元器件, 在传感等领域同样具有重要的研究意义。

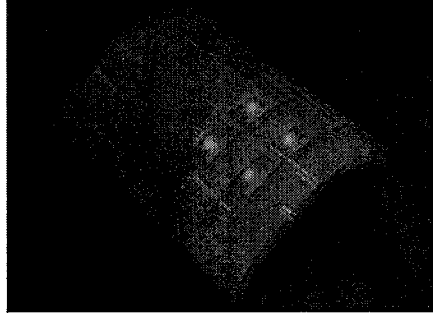


图 1.8 柔性 GaN LED 显示^[34]

2014年, Hyunchoe Chun 团队报道了利用共轭聚合物代替现有荧光材料, 涂覆在蓝光 GaN LED 上以产生白光, 实现高速可见光通信的技术, 在 3cm 距离内传输速率可达 1.68Gb/s^[35]。相较于传统的涂覆荧光材料的蓝光 LED, 这种聚合物具有更高的荧光量子产率, 同时可以通过对聚合物材料的修饰和掺杂来获得高质量的白光^[36]。

在 GaN 纳米粒子相关研究中, 聚合物的引入也具有重要意义。1999年, 加利福尼亚大学的 Yi Yang 等人^[37]在共聚物中得到非晶态的 GaN 纳米粒子, 实验得到的光致发光谱显示该共聚物中非晶态 GaN 纳米粒子的蓝光发射峰在 425nm, 这种短波长发光可以显著提高光存储器的数据存储密度。

2015年, Cagla Ozgit-Akgun 等人^[38]利用聚合物与 GaN 制备得到半导体纳米纤维, 这种有机-无机结合的方式降低了通常制备 GaN 纳米纤维所需温度, 并且得到的样品由于柔性有机聚合物层的存在而可以轻易弯曲和折叠。

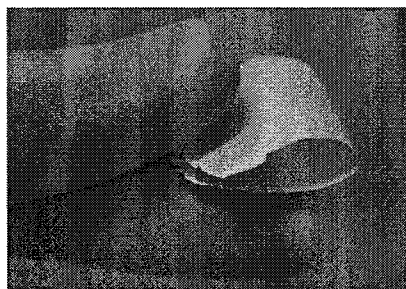


图 1.9 GaN 纳米纤维^[38]

关于 GaN 与聚合物复合结构波导的相关报道目前较少, 较为典型的是 2017年, R. Hashida^[39]制备了直径 20 μm ~60 μm 的 GaN-聚合物-Si 复合结构微环, 聚合

物因其低温粘合性可以连接 GaN 与 Si 衬底，同时作为 GaN 的低折射率包层起到隔离光场的作用。

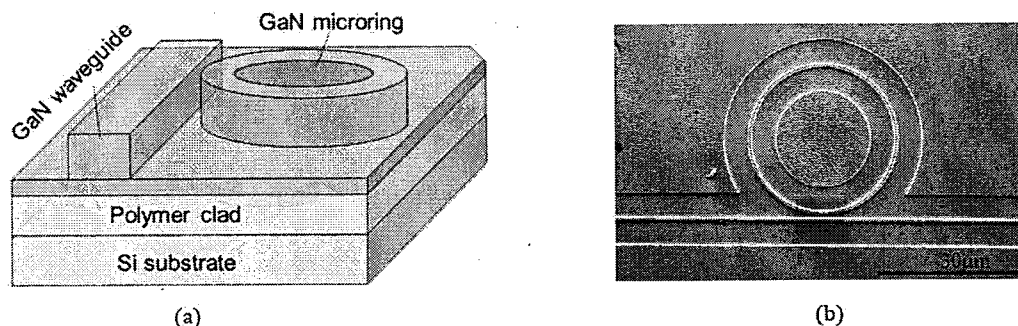


图 1.10 GaN-聚合物-Si 微环谐振器^[39](a)结构示意图(b)电子显微镜下实物图

聚合物的引入对于其他常用集成材料同样具有研究价值。利用 SiO_2 与聚合物的热光系数一正一负的特点可以提高光路转换速度，同时兼备低功耗与结构简单的特点。制备得到的 SiO_2 与聚合物复合波导，其电光系数能够达到 20pm/V ，同时兼备优良的极化均匀性以及材料稳定性^[40]。利用低损耗的平面 SiO_2 波导作为光传输层，负热光系数与低热导率的聚合物平面波导制作低损耗、低串扰、偏振无关的热光开关^[41]。在对聚合物与 SiO_2 复合波导受激辐射特性的研究中，通过增加 SiO_2 限制层的厚度使波导有效折射率相应提高，直接导致自发辐射作用加强，进一步使得受激辐射过程的增强与阈值的降低^[42]。

Ethan Schonbrun 等人利用 Si 棒代替传统光子晶体中的空气气孔，嵌入聚酰亚胺薄膜中构成 Si-聚合物光子晶体薄膜，实验测得该结构具有负折射率，并预期可以通过机械拉伸和释放使得光子晶体的折射率可调^[43]。浙江大学的金里等人结合可见光波段里 SU-8 聚合物具有较小的吸收损耗与 Si 在这一波段可作为有源材料的特点，制作了聚合物-Si 悬挂波导结构光电探测器，光响应度为 0.326A/W ^[44]。

综上所述，目前对于 GaN 等材料与聚合物复合方面的研究主要着眼于将聚合物丰富多样的结构、材料特性以及简单的制备工艺，与 GaN 本身特性相结合，实现新功能或在原有结构的基础上进行性能参数的优化，降低器件成本。以上研究进展足以说明 GaN/聚合物复合结构的设计可以实现性能的互补和优化。

1.3 论文主要内容及章节安排

本文的主要工作内容为：

第一章，综述了国内外研究团队在 GaN 光波导方面的研究进展和取得的成果，以及 GaN 与聚合物材料复合的典型实例，为后续的 GaN/光敏聚合物复合波导设计与仿真提供了参考模型和现实意义。

第二章，首先建立了 GaN 脊形波导的理论模型，给出针对此种波导结构，合理有效的分析方法。在理论模型的基础上，对波导的结构参数进行仿真计算，选取满足单模传输、几何双折射小的参数，同时，介绍了偶氮苯聚合物材料的光致异构和光致取向特性，作为后续设计的基础。

第三章，针对 GaN 脊形波导在无源器件与波分复用中的应用，首先讨论 GaN 定向耦合器的耦合效率，利用偶氮苯光敏聚合物的光致折射率改变，在定向耦合器中引入周期结构，仿真结果显示设计的 GaN/光敏聚合物复合波导定向耦合器可以将设计波长 1550nm 的光分离。之后，利用阵列波导光栅的理论模型，设计了基于 GaN 波导、中心波长 1550nm、间隔 1.6nm 的阵列波导光栅。以上，从仿真计算的角度给出了 GaN/光敏聚合物复合波导在波分复用系统中应用的可行性。

第四章，针对 GaN 脊形波导在有源器件的应用，计算了 Yb^{3+} - Er^{3+} 共掺条件下 GaN 波导的放大增益，确定放大区波导长度、掺杂浓度、泵浦光和信号光功率等参数。接下来，设计了完整的放大器输入、耦合、放大、输出等部分的结构，并对各部分通过仿真分析确定最终参数。

第五章，对全文总结，讨论后续可进行的研究课题。

第2章 GaN-GaN/聚合物复合光波导建模分析

本章介绍利用经典电磁理论分析介质光波导的方法，给出针对 GaN 单模脊形波导的理论分析模型，同时介绍了 GaN 与光敏聚合物的材料特性。

2.1 脊形波导的分析模型

2.1.1 二维平板波导理论分析模型

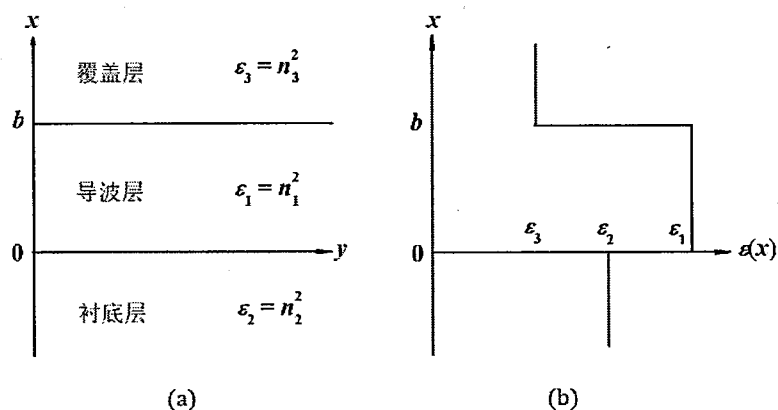


图 2.1 三层非对称平板波导(a)波导结构(b)介电常数关系

三层平板波导作为较简单的介质波导结构，是分析脊形波导结构的基础。厚度为 b 的三层平板波导具有如图 2.1 所示的各层介电常数分布，其中，覆盖层、导波层和衬底层对应的介电常数用 ε_3 、 ε_1 和 ε_2 来表示，对应折射率为 n_3 、 n_1 和 n_2 ，三者数值大小关系如图 2.1(b) 所示，图中光场经由导波层传输，在导波层以外则以指数形式迅速衰减，并且覆盖层折射率小于衬底层。同时对于平板波导来说，由于波导宽度远大于厚度，即在 x 方向受限，在 y 方向无限大， z 为光线传导方向。所以三层平板波导的折射率分布可以写成只与 x 有关的 $n(x)$ 函数：

$$n(x) = \begin{cases} n_3 & b < x < +\infty & \text{覆盖层} \\ n_1 & 0 < x < b & \text{导波层} \\ n_2 & -\infty < x < 0 & \text{衬底层} \end{cases} \quad (2.1)$$

对于任意截面波导中传输的导模、辐射模，模式存在的基本条件首先要满足 Maxwell 方程和折射率突变处的边界条件。对于平板波导，从基本 Maxwell 方程出发，可以得到两个独立且互无关联的方程组^[45]：第一组方程仅含有 E_y 、 H_x 、 H_z 三个电磁场分量，其中唯一存在的电场分量 E_y 垂直于传播方向，定义为横电

模(Transverse Electric Mode), 即通常所说的 TE 偏振模式; 另一组方程仅含有 H_y 、 E_x 、 E_z 三个电磁场分量, 其中唯一存在的磁场分量 H_y 垂直于传播方向, 定义为横磁模 (Transverse Magnetic Mode), 即通常所说的 TM 偏振模式。TE 模和 TM 模即平板波导中存在的两种不同偏振状态, 对应不同的波动方程如下:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] E_y = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] H_y = 0 \quad (2.3)$$

$n(x)$ 代表各层中折射率, β 为传播常数且由边界上场切向分量连续性条件可知在各层中需保持一致, 同时模式在波导中的稳定传输要求了传播常数 β 应满足 $k_0 n_2 < \beta < k_0 n_1$ 。结合边界条件求解方程(2.2)或(2.3)得到的线性独立解对应的模式即为平板波导的本征模式, 给出图 2.1 所示结构中两偏振模式满足的本征方程如下:

$$\kappa b = m\pi + \arctan\left(\frac{p}{\kappa}\right) + \arctan\left(\frac{q}{\kappa}\right) \quad (2.4)$$

$$\kappa b = m\pi + \arctan\left(\frac{n_1^2 p}{n_2^2 \kappa}\right) + \arctan\left(\frac{n_1^2 q}{n_3^2 \kappa}\right) \quad (2.5)$$

式中, $m=0,1,2,\dots$ 通常称为模序数, κ 为导波层中场沿 x 方向的相位因子, 衰减系数 p 表征了衬底层中场沿 x 方向的衰减, q 则表征覆盖层中场沿 x 方向的衰减。

$$\kappa = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.6)$$

$$p = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$q = (\beta^2 - k_0^2 n_3^2)^{1/2} \quad (2.8)$$

2.1.2 三维脊形波导理论分析模型

对于三维波导, 电磁场在 x 和 y 两方向上均受限, 虽然此时不再是以平板波导中单个场分量的形式存在, 但由于导波模场的横向分量远大于纵向分量, 可以基本看成两种准 TEM 模式: 一种模式下, 场分量 E_x 和 H_y 远大于 E_y 和 H_x , 于是电场可以基本忽略 y 方向分量而看成只沿 x 方向振动, 这种模式称为 E_{mn}^x 模式; 另一种模式下, 则是场分量 E_y 和 H_x 远大于 E_x 和 H_y , 此时电场可以忽略 x 方向分量看成只沿 y 方向振动, 称为 E_{mn}^y 模式。其中 m 、 n 分别为 x 、 y 方向上的模序数。

脊形波导比平板波导在求解模式本征方程上要复杂很多, 一般只能获得近似解析解而非严格的解析解。马卡提里近似法^[46]由马卡提里于 1969 年提出, 适用于工作波长距离截止波长较远的矩形介质波导的求解。其思想是将待求解的矩形

波导等效成两个互相垂直且相互独立的平板波导，求解本征值 β ，并进一步得到模场分布。

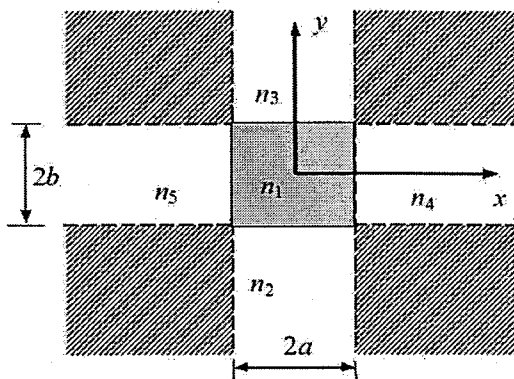


图 2.2 马卡提里近似法

在此基础上出现的有效折射率法^[47]虽然具有相同的限制条件，但具体求解过程相较于马卡提里近似法更为简单快速、准确度也更高。其思想是将三维波导在宽度和厚度方向上的限制作用分解，再转换为等效的一维方向限制的平板波导来分析。与马卡提里近似不同的是，有效折射率法通过等效得到的是两个互相垂直但折射率相关联的平板波导。

对于图 2.3(a)芯层波导横截面宽度 a ，厚度 b ，脊高 h ，平板厚度 $b-h$ ，折射率 n_1 ，上下两层折射率与平板波导分析中定义一致。利用有效折射率法将图 2.3(a)中脊形波导分为沿 y 方向的 I、II、III 三个平板波导，厚度分别为 $b-h$ 、 b 和 $b-h$ ，各部分有效折射率的求解在上节中以给出，之后再等效为(b)中沿 x 方向厚度为 a 的平板波导，就可以得到待求脊形波导的有效折射率。

以 E_{mn}^x 模式为例，对 y 方向三层平板结构波导属于横电模，对 x 方向三层平板结构波导属于横磁模。

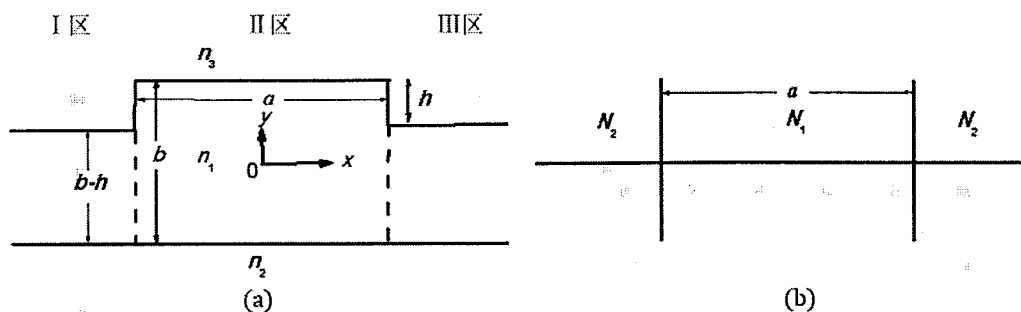


图 2.3 利用有效折射率法求解脊形波导模式(a)分区求解示意图(b)等效平板波导

图 2.3(a)中, II 区为平板厚度 b 的三层非对称平板波导, 可以写出沿 y 方向的等效折射率 N_1 满足的特征方程:

$$k_0(n_1^2 - N_1^2)^{1/2} b = n\pi + \arctan \frac{(N_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{(n_1^2 - N_1^2)^{1/2}} + \arctan \frac{(N_1^2 - n_3^2)^{1/2}}{(n_1^2 - N_1^2)^{1/2}} \quad (2.9)$$

同理, 分解得到的 I、III 区为平板厚度 $b-h$ 的三层平板波导, 写出沿 y 方向的等效折射率 N_2 满足的特征方程:

$$k_0(n_1^2 - N_2^2)^{1/2} (b-h) = n\pi + \arctan \frac{(N_2^2 - n_2^2)^{1/2}}{(n_1^2 - N_2^2)^{1/2}} + \arctan \frac{(N_2^2 - n_3^2)^{1/2}}{(n_1^2 - N_2^2)^{1/2}} \quad (2.10)$$

将图 2.3(a)中待求波导等效为图 2.3(b)中在 x 方向上有折射率变化, 而在 y 方向均匀且不受限的三层平板波导, 且由前述分析可知, 各层的折射率分别为上面解得的等效折射率 N_2 、 N_1 、 N_2 。由于此时求解的是沿 x 方向平板波导, 所以应代入 TM 模式特征方程式(2.5)。式中 N_x 即为待求脊形波导 E_{mn}^x 模式的有效折射率:

$$k_0(N_1^2 - N_x^2)^{1/2} a = m\pi + 2 \arctan \frac{N_1^2(N_x^2 - N_2^2)^{1/2}}{N_2^2(N_1^2 - N_x^2)^{1/2}} \quad (2.11)$$

类似地, 脊形波导 E_{mn}^y 模式对 y 方向三层平板结构波导属于横磁模, 对 x 方向三层平板结构波导属于横电模。与式(2.9)、(2.10)相对应的沿 y 方向的特征方程为:

$$k_0(n_1^2 - N_1^2)^{1/2} b = n\pi + \arctan \frac{n_1^2(N_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{n_2^2(n_1^2 - N_1^2)^{1/2}} + \arctan \frac{n_1^2(N_1^2 - n_3^2)^{1/2}}{n_3^2(n_1^2 - N_1^2)^{1/2}} \quad (2.12)$$

$$k_0(n_1^2 - N_2^2)^{1/2} (b-h) = n\pi + \arctan \frac{n_1^2(N_2^2 - n_2^2)^{1/2}}{n_2^2(n_1^2 - N_2^2)^{1/2}} + \arctan \frac{n_1^2(N_2^2 - n_3^2)^{1/2}}{n_3^2(n_1^2 - N_2^2)^{1/2}} \quad (2.13)$$

于是待求脊形波导的 E_{mn}^y 模式有效折射率 N_y 满足的特征方程为:

$$k_0(N_1^2 - N_y^2)^{1/2} a = m\pi + 2 \arctan \frac{(N_y^2 - N_2^2)^{1/2}}{(N_1^2 - N_y^2)^{1/2}} \quad (2.14)$$

以上式子中 n 和 m 均取非负整数。

2.1.3 光束传播法求解矩形波导

由前几节可知, 在求解矩形波导的传输模式时, 不论采用马卡梯里法还是有效折射率法, 都不可避免在远离截止下才能得到近似的解析解, 所以精度有限。要精确求解传播常数和场分布问题, 还需要依赖于数值分析方法。

常用的数值分析方法包括基于快速傅里叶变换的光束传播法(Beam Propagation Method, BPM)、基于差分原理的有限差分法、时域有限差分法以及基于变分原理的有限元方法^[45]等。作为目前被最广泛使用的方法,光束传播法能够精确、快速的计算光场的传输和变化过程。

1978年, M.D.Feit 等人讨论激光束在大气空间中的传播问题时首次提出了光束传播法这一概念^[48]。最初的光束传播法来源于离散傅里叶变化的快速算法^[49]。但由于该算法采用的是不考虑偏振态的标量波动方程,无法给出不同偏振模式之间耦合情况的分析,且计算耗时,占用内存大。为了增强算法功能、提高计算效率,1989年, D.Yevick 等人在已有理论的基础上提出有限差分光束传播法^[50]的概念。它的基本思想是:将波导沿着传播方向以特定步长分割成多个切面,利用差分方程来处理某个选定切面上的光场,结合边界条件,根据前面已求得的场分布,求解下一个截面的场分布,经过多次迭代得到整个波导中的场分布。

本文后续章节利用 RSoft 软件进行波导设计与仿真。它是美国 RSoft 设计集团公司研发的一套专门用于光波导参数设计与性能分析的计算机模拟软件。该软件中 BeamPROP 组件基于 BPM,可以为光器件的分析提供准确、快速的解决方案,对光通信器件的研发具有十分重要的意义。

2.2 GaN 材料特性与集成光学器件的建模分析

2.2.1 GaN 材料特性

1969年, GaN 单晶首次由 Kosicki 和 Maruska 研究组在蓝宝石衬底上通过外延生长得到^[51]。GaN 在自然界有图 2.4 中的三种存在结构,图 2.4(a)中六方纤锌矿晶体结构由于六角晶系具有热力学稳定性而作为主要存在形式。图 2.4(b)中立方闪锌矿晶体结构为立方晶系亚稳态结构,也较为常见。而图 2.4(c)中立方岩盐矿晶体结构只能在高压条件下形成,通常设备无法制备。

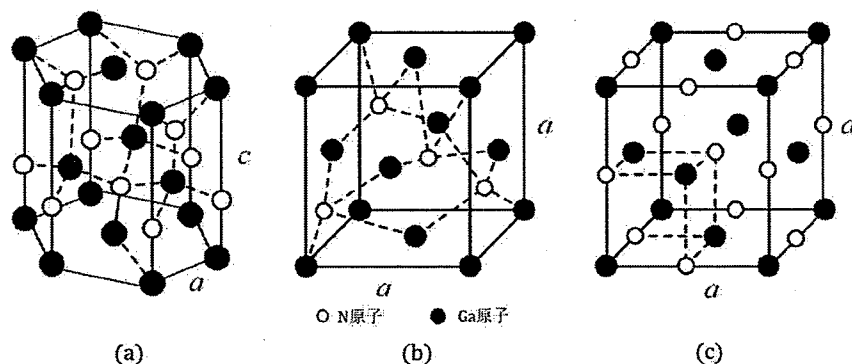
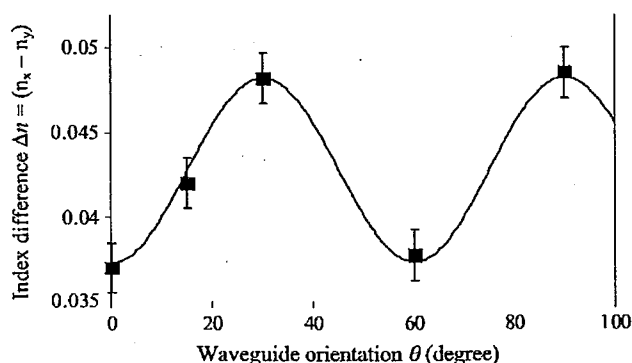


图 2.4 GaN 晶体结构(a)纤锌矿(b)闪锌矿(c)岩盐矿

图 2.7 双折射随波导取向角的周期性变化^[22]

通常光子集成电路需要将大量不同功能的光学元器件集成在同一片芯片上。硅(Si)和锗(Ge)作为第一代半导体材料,因具有制备简单、造价便宜的特点,在大规模集成电路的发展中起到了举足轻重的作用,但随着集成的复杂化、小型化,传统无源半导体材料存在着无法忽视的缺陷^[53],一方面,间接带隙半导体材料中电子跃迁过程释放的能量只有极少能以光子的形式释放,达不到制作发光元件的要求,因而 Si 基光子集成电路需额外配备光源,而外接分立光源又不可避免地引入连接损耗。另一方面,单晶 Si 具有对称结构,线性电光系数为零,无法通过外加电场对材料的光学性质进行调制。硅材料虽然是目前最广泛使用的半导体加工材料,但以上两点制约了其在集成工艺中的发展。

集成光子电路的主要制作材料还有二氧化硅(SiO_2)、磷化铟(InP)和铌酸锂(LiNbO_3)。基于 SiO_2 材料的波导器件,因为采用的是光纤同种材料,在器件尺寸和模斑尺寸上的匹配度最佳,是目前被大范围应用于光通信中的基础材料。另外, SiO_2 在掺铈后具有光敏性,在紫外光曝光时将发生折射率的改变,基于此特性可以用来制备各种具有折射率调制的光栅结构。然而,折射率与现有光纤一致也存在着不利影响,其中最主要的影响就是限制了紧凑型 SiO_2 基集成光子电路的发展。

基于 InP 材料的光波导可以通过载流子注入实现快速调谐^[54],但受环境温度影响大,且由于折射率不匹配(3.5, 波长 1550nm)在与光纤的连接处存在较大的耦合损耗,商用化仍有难度^[14]。

LiNbO_3 晶体材料是早期就用于集成光波导器件无机材料之一,凭借其出色的电光效应在光调制器的材料选择方面占据有利地位。但需要指出的是, LiNbO_3 的热稳定性差,光入射时,由光能转化的少部分热能就能够导致材料的温度漂移,因此器件在工作中的性能将无法保证。

在各种功能性器件成功研制的基础上,人们开始朝向材料成本低廉、制备工艺简单、结构更加紧凑的新目标而努力。由此以 GaAs 为代表的第二代半导体,以及材料性能进一步提升的以 GaN 和 SiC 为代表的第三代半导体相继被报道。

表 2.1 对于几种主流半导体材料的性质比较中, GaN 禁带宽度的可调范围明显大于其他列出的材料, 包含了紫外到可见光光谱, 因此非常适合光源及各种光学器件的制备^[55], 又由于其直接带隙的结构中, 电子与空穴在复合的过程中不需要额外吸收或释放声子, 产生的能量大部分都以光能的形式释放。另外, GaN 的发光波长与带隙宽度相对应, 同时对于波长不大于其带隙宽度的光具有较高的吸收率, 于是一方面, GaN 可以通过掺杂不同材料, 制备不同波长的发光元件, 另一方面, GaN 在光纤通信波段的吸收系数很小, 对应光传输的损耗也小于其他半导体材料。同时, 直接带隙材料的光衰减比间接带隙材料小至少一个数量级^[56]。

另外, GaN 的熔点和热导率都明显高于其他常见半导体材料, 击穿电场比前两种代表性半导体材料高出一个数量级, 因而更适合制备性能稳定的发光器件和大功率微波器件等。GaN 与 SiO₂、InP 相比, 在制作 AWG 器件方面有着明显优势, 首先, 可以通过载流子浓度对 1550nm 波长处的材料折射率进行调制, 由载流子引发的折射率改变不依赖与信号光偏振^[57], 也可以通过掺 Al 调制折射率, 且折射率变化与 Al 掺杂百分数成线性关系^[58]。同时又由于该波长远离材料带隙, 波导的增益与损耗性能将不会受到影响。

表 2.1 第一、二、三代主流半导体材料性质比较

材料	带隙类型	带隙宽度 /eV	熔点/°C	热导率 /($W \cdot cm^{-1} \cdot K^{-1}$)	折射率 (1550nm)	电子迁移率 /($cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$)	饱和速率 /($cm \cdot s^{-1}$)	击穿电场 /($V \cdot cm$)
Si	间接	1.119	1420	1.40	3.48	1350	1.0×10^7	3.0×10^5
GaAs	直接	1.428	1238	0.54	3.50	8000	2.0×10^7	4.0×10^5
GaN	直接	3.360	1700	1.50	2.33	900	2.5×10^7	2.0×10^6
4H-SiC	间接	3.230	2730	4.90	2.65	1020	2.0×10^7	2.2×10^6

2.2.2 GaN 单模波导

光在波导中传输过程中不可避免各种损耗, 损耗大小与波导侧面的平整程度、光程大小等因素有关。光的高阶模式波导中损耗较大, 携带信息的能力较弱, 本小节结合 2.1 节的介质波导模式理论与仿真工具设计适用于 1550nm 光通信波段的 GaN 单模波导, 作为后续波导器件设计的基本组成部分。在波长、材料折射率差已确定的条件下, 单模传输条件要求波导归一化频率小于一定值, 也就是对波导尺寸有所限制。脊型波导相较于平板波导, 高阶模在传输过程中很快就损耗

掉^[59],因此适于单模传输。波导各层结构如图 2.8 所示,芯层 GaN 折射率为 2.335,宽度 $W=1.8\mu\text{m}$,芯层高度 $H=1.8\mu\text{m}$, $h=0.12006\mu\text{m}$,包层 $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$ 的折射率为 2.275,高度 $4\mu\text{m}$,其中材料在 1550nm 的折射率参看文章^[13]的实验数据。

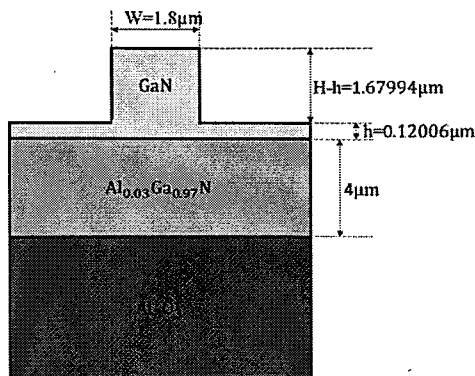


图 2.8 蓝宝石衬底上 GaN/ $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$ 光波导的波导横截面

由于在实际器件设计中我们更关注器件在长度和宽度方向的尺寸,下面保持厚度不变,计算不同宽度下的 TE 和 TM 偏振的 GaN 刻蚀波导折射率(设刻蚀深度为 $1.67994\mu\text{m}$)。首先,求解 1550nm 波长处不同偏振方向上基模有效折射率,如图 2.9 所示。

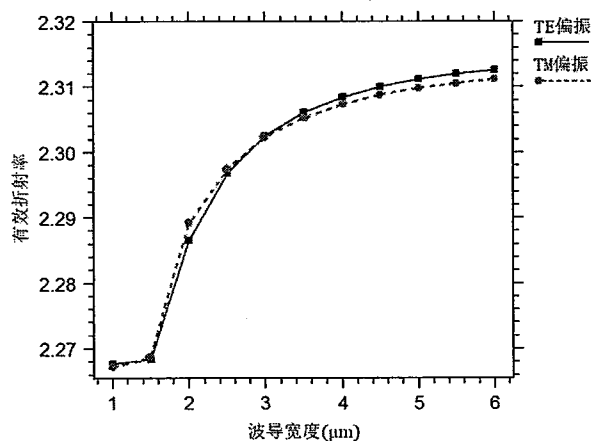


图 2.9 不同偏振下 0 阶模有效折射率随波导宽度的变化

由上图可以看到,由于波导结构在 x 、 y 方向上不相同,对于不同偏振态有不同折射率数值,这是由于波导在两方向上折射率分布不同必然存在一定数值的几何双折射。接着,分别确定不同偏振态的单模条件,图 2.10 中求解的是基模与一阶模分别对应的有效折射率,虽然图上显示宽度在 $5\mu\text{m}$ 以内都可以满足单模条件,为了尽可能减少由波导结构导致的几何双折射,这里选择波导宽度为 $1.8\mu\text{m}$ 。

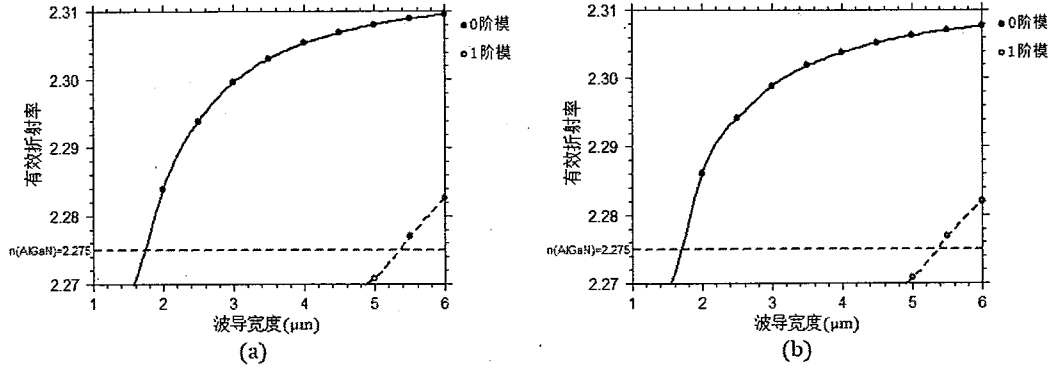


图 2.10 0 阶模和 1 阶模有效折射率随波导宽度的变化(a)TE 偏振(b)TM 偏振

在确定了波导尺寸之后，利用光束传播法对图 2.8 中波导结构内光波的模式进行模拟分析得到图 2.11 中模场分布，图 2.12 为该尺寸下 0 阶模和 1 阶模有效折射率在不同波长处的数值。

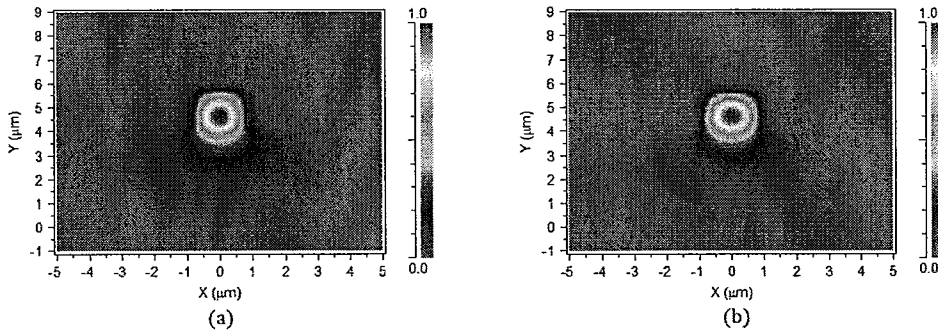


图 2.11 宽度 1.8 μm 脊形波导 0 阶模场分布(a)TE 偏振(b)TM 偏振

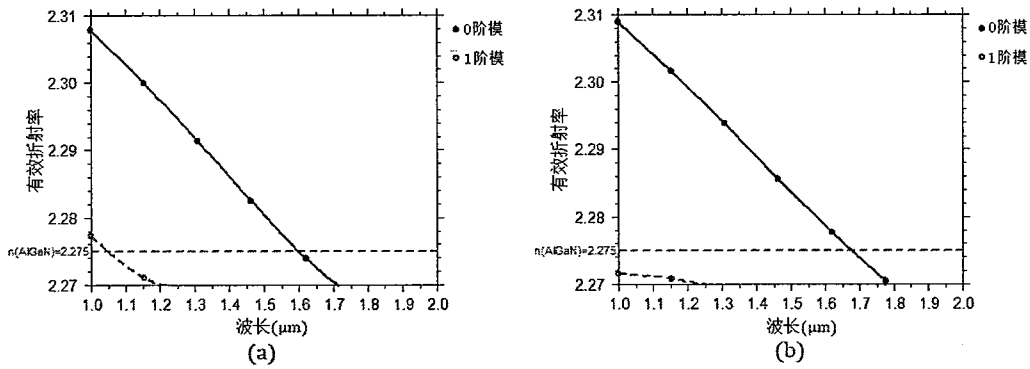


图 2.12 0 阶模和 1 阶模随波长的变化(a)TE 偏振(b)TM 偏振

由图 2.12 可知，综合两种偏振情况，该波导结构的单模波长范围为 1.05 μm ~1.60 μm ，可以满足 1.55 μm 的单模传输要求。

2.3 偶氮苯聚合物的光敏特性

2.3.1 偶氮苯聚合物的光致异构特性

偶氮苯分子由两个苯环通过偶氮双键相连形成,理论与实验都已证明其具有反式(trans)和顺式(cis)这两种在结构和性质上均存在一定差异的同分异构体。二者能量相差约 50kJ/mol ^[60],相比于顺式结构,反式结构稳定性更高。已有大量的文献资料给出这两种分子结构,其中反式异构体的偶氮苯分子具有图 2.13 所示的平面构型,而顺式异构体的偶氮苯分子则具有图中所示的拐状构型^[61]。偶氮苯分子具有特征的 $n-\pi^*$ 和 $\pi-\pi^*$ 吸收,同时反式异构体和顺式异构体最大吸收峰位置明显不同,因此可通过监测偶氮苯的吸收光谱来区分顺反异构。另外,由结构差异决定了两种异构体分子在折射率、体积、极性、极性等物理和化学性质上必然不尽相同。

基于这两种异构体分子的存在,偶氮苯聚合物具有特殊的光致异构特性。由于两种异构体对光的吸收程度不同,两种异构体间存在图 2.13 中互相转换的过程,通过合理选择照射光的波长,能够使反式偶氮苯分子逐渐转变为顺式结构;又由于顺式结构下的偶氮苯分子极不稳定,利用可见光或升高温度就可以使其向着反式分子转变,这一往复过程所需要的能量势垒数值上约为 200kJ/mol ^[62]。

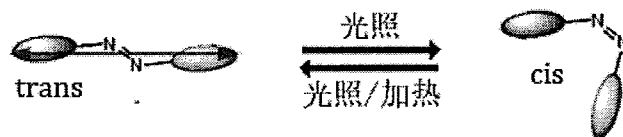


图 2.13 两种偶氮苯同分异构体之间的转化

近年来,偶氮苯分子顺反异构体具有的不同特性以及由顺反异构作用诱导产生的光响应特性,引起了物理、化学领域的共同关注。在此基础上合成的含偶氮苯分子的光响应材料也展现出许多优良性能,如全息光栅^[63]、光信息存储^[64]、光子开关^[65]等。

2.3.2 偶氮苯聚合物的光致取向特性

1983年,Todorov等人^[66]在聚合物薄膜中掺入偶氮苯染料,首次观察到其在 488nm 线偏振光照射下表现出的双折射和二相色性,但此时的各向异性还不能稳定存在。这之后的1992年,Natansohn等人^[67]利用波长为 514nm 的氩离子激光器,在室温下也获得了相同的实验结果,图 2.14 给出偶氮苯分子的光致取向过程。

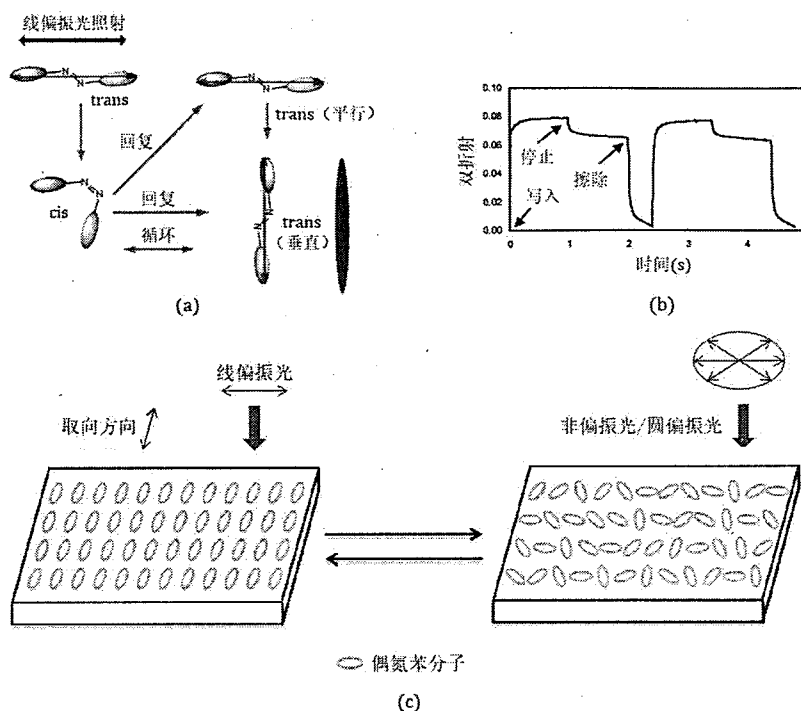


图 2.14 偶氮苯光致取向(a)单个分子取向(b)双折射变化(c)薄膜取向

目前对于这一光致取向过程的普遍解释为：在两种结构的偶氮苯分子间发生多次顺反异构的过程中，由于分子所处方向与线偏振光极化方向间存在一定夹角，当夹角为 90° 时，线偏振光对分子的作用很小；而当夹角不为零时，才有顺反异构作用；当夹角为 0° ，此时入射光对分子的作用力最强，对应的转变效率最高。这一过程的最终结果是，在反复多次的顺反异构后，偶氮苯分子将以稳定的反式分子存在，且分子短轴方向与入射光偏振方向平行，取向方向与其垂直。从宏观上看，由于偶氮苯分子在长轴和短轴上对应不同的折射率，此时的偶氮苯聚合物就具有了双折射特性。由图 2.14(b)可以看到具有重要意义的实验现象，由于偶氮苯分子产生的光致各向异性在非偏振光或圆偏振光照射下将被“擦除”，回复到原来状态，所以这种光致取向行为是可擦除、可重复的。

图 2.15 为 M.Dumont 等人^[68]采用衰减全反射方法实验得到的 DR1-PMMA 共聚物薄膜样品(膜厚 $1.3\mu\text{m}$)在经过取向和弛豫过程(约 1 小时)后三个方向上折射率数值。其中，采用 Y 偏振光泵浦时， n_x 、 n_z 小幅增加， n_y 则大幅度减少。移开偏振光，等待折射率稳定后双折射值在 0.023。

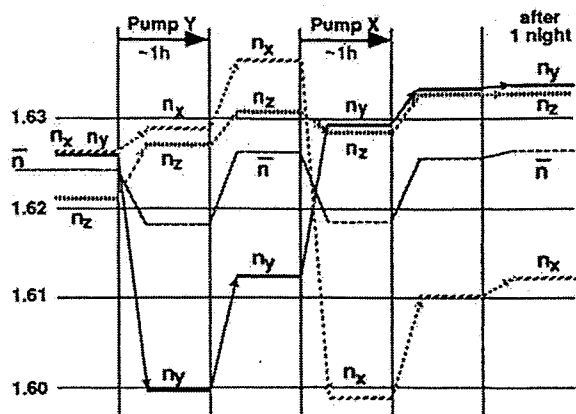


图 2.15 掺偶氮苯聚合物(PMMA-DR1)在偏振光取向后, 各方向折射率随时间的变化^[68]

基于双折射特性, 2005 年, Lausten R 报道了可擦除光纤 Bragg 光栅^[69]。2009 年, 中国科学技术大学张其锦教授课题组制作了掺偶氮苯 PMMA 的各向异性长周期光栅^[70]。在未进行光栅的写入前, 偏光显微镜下如图 2.16(a)所示纤芯区均匀, 没有周期性图样, 在写入光纤光栅并且光栅的光轴与偏光显微镜第一个偏振片的偏振方向间成 45° 夹角时, 观察到有明显的明暗相间周期性图样, 而 0° 和 90° 夹角时没有, 说明成功写入双折射光栅。

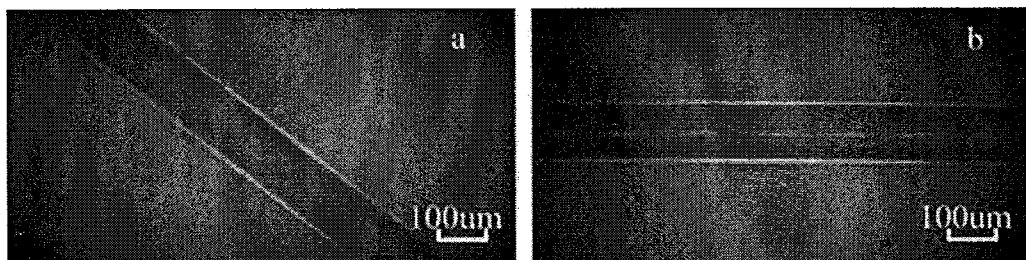


图 2.16 掺偶氮苯 PMMA 长周期光纤光栅^[70]

我们光波实验室也于 2012 年, 利用偶氮苯聚合物的光响应特性和倏逝场作用, 从理论和实验角度研究了石英-偶氮苯复合光纤的偏振态调制^[71,72], 实现了 $0^\circ \sim 360^\circ$ 大范围相位调制, 与同类型偏振调制器相比, 可进行动态、重复性调节。

2.4 本章小结

本章利用有效折射率近似解析法, 建立起 GaN 脊形波导的理论模型, 给出不同偏振模式满足的本征方程, 进一步地, 在理论模型的基础上, 通过计算选取合理的波导尺寸使设计的波导在光通信低损波段可以单模工作, 作为后续光波导

器件的基本波导结构。同时，介绍了新型功能性材料——偶氮苯聚合物的光致异构和光致取向特性，以及灵活的折射率动态调节特性。

第3章 GaN/光敏聚合物复合波导的设计与仿真分析

本章在上一章的单个 GaN 波导的基础上，结合耦合模理论，首先从两根全同波导组成的定向耦合器出发，分别就耦合区长度、波导间距、涂覆层材料对耦合效率影响进行讨论，在此基础上，设计适用于波分复用系统的波长选择性定向耦合器，如图 3.1 所示，其中图 3.1(c)将包层与耦合器部分分开以展示周期结构。

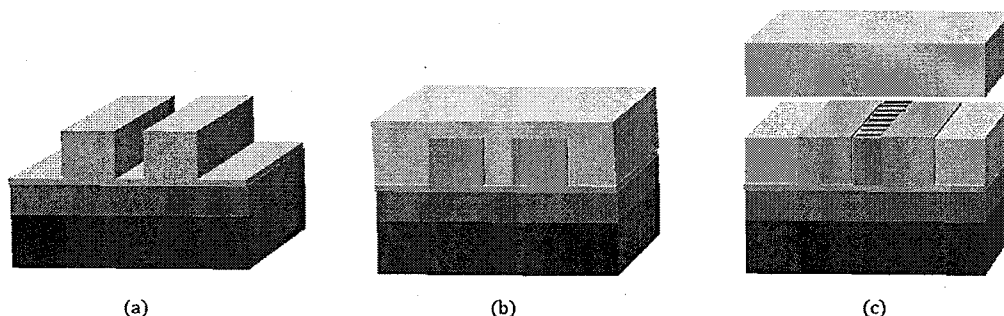


图 3.1 三种 GaN 定向耦合器结构示意图(a)空气包层(b)聚合物包层(c)包含周期结构

3.1 聚合物包层定向耦合器的设计

第二章中介质波导模式理论是针对一个波导情况而言，在存在多个波导且相距有限距离时，模式之间会产生场分布的交叠，即发生模式耦合。相邻波导间模式能量的交换称为直接耦合。这部分内容可以利用耦合模理论来进行分析。

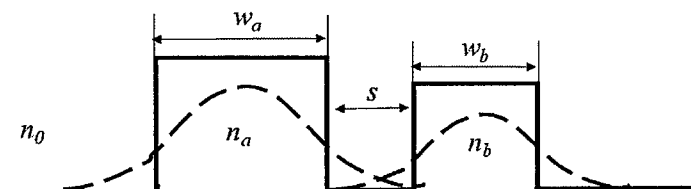


图 3.2 两个平行波导结构的耦合

以图 3.2 中间距 s 的两平行波导为例，波导宽度分别为 w_a 、 w_b ，相距很远而不存在耦合时，对每个独立波导有折射率分布函数 $n_a(x)$ 、 $n_b(x)$ ，导模横向电场分布 $E_a(x)$ 、 $E_b(x)$ ，沿着 z 方向的传播常数 β_a 、 β_b 。两个波导间距有限时，双波导结构中的电场可以由两波导独立存在时的电场之和表示：

$$E(x, y, z, t) = A(z)E_a(x, y)\exp[i(\omega t - \beta_a z)] + B(z)E_b(x, y)\exp[i(\omega t - \beta_b z)] \quad (3.1)$$

由耦合引起的微扰极化强度为：

$$P_{\text{微扰}} = e^{i\omega t} \varepsilon_0 \left[A(z) E_a(x, y) (n_c^2(x) - n_a^2(x)) e^{-\beta_a z} + B(z) E_b(x, y) (n_c^2(x) - n_b^2(x)) e^{-\beta_b z} \right] \quad (3.2)$$

式中 $n_c(x)$ 表示双波导折射率分布, 将第二个波导对第一个波导传播常数的影响作为修正项而引入 M_a 、 M_b , 改写总电场的表达式:

$$E(x, y, z, t) = A(z) E_a(x, y) \exp[i(\omega t - (\beta_a + M_a)z)] + B(z) E_b(x, y) \exp[i(\omega t - (\beta_b + M_b)z)] \quad (3.3)$$

则两波导间模式传输过程满足方程组:

$$\frac{dA}{dz} = -i\kappa_{ab} B e^{-i2\delta z} \quad (3.4)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\kappa_{ba} A e^{-i2\delta z} \quad (3.5)$$

式中两个模式相速度之差 $2\delta = (\beta_b + M_b) - (\beta_a + M_a)$ 。假设输入信号由波导 b 输入, 在 $z=0$ 初始振幅为 B_0 , 即边界条件为 $B(0)=B_0$, $A(0)=0$, 且波导全同所以有互耦合系数 $\kappa_{ab} = \kappa_{ba}$ 时, 波导功率表达式写成:

$$P_a(z) = P_0 \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \delta^2} \sin^2 \left[(\kappa^2 + \delta^2)^{1/2} z \right] \quad (3.6)$$

$$P_b(z) = P_0 - P_a(z) \quad (3.7)$$

$P_0 = |B(0)|^2$ 是输入波导 b 的功率。由式(3.6)(3.7)得到最多有多少功率可以耦合到波导 a :

$$\frac{P_a}{P_b} = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \delta^2} \quad (3.8)$$

当图 3.2 中两个波导模式相速度相等时, 输入功率在 $L = \pi/2\kappa$ 处由波导 b 完全转换到波导 a 中。对于两个完全对称的矩形波导, 耦合系数 κ 可以简化成^[45]:

$$\kappa = \frac{2h^2 p e^{-ps}}{\beta\omega(h^2 + p^2)} \quad (3.9)$$

由式(3.8)(3.9)可知, 最终有多少输入光被耦合到第二个波导依赖于波导间距、波导横截面、耦合区长度与工作波长^[73]。对于波导结构与工作波长已确定的情况, 可以通过调节间距与耦合区长度得到所需的耦合比。

图 3.3 给出两个平行 GaN 脊形波导定向耦合器的横截面结构示意图, 波导参数与 2.2.2 节一致。当两根波导间距较小时, 其中传输的光会发生部分能量的交换, 对 GaN 层的功率耦合进行仿真, 考虑波导间耦合情况十分有意义, 可对后续器件的参数设计起到指导性作用。

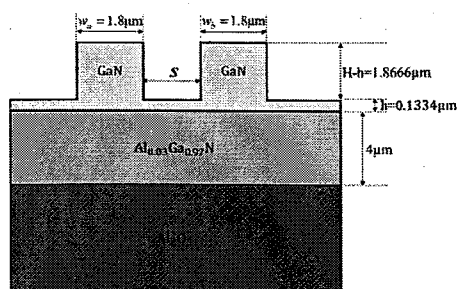


图 3.3 GaN 脊形波导定向耦合器的横截面结构示意图

设定波导间距 s 为 $0.5\mu\text{m}$ 、 $1.0\mu\text{m}$ 和 $1.5\mu\text{m}$ ，包层为空气和 PMMA，分别仿真得到波导间的耦合情况。为了更清楚地体现耦合过程，这里传输长度范围分别取 $2000\mu\text{m}$ 、 $5000\mu\text{m}$ 和 $15000\mu\text{m}$ 。通过图 3.4 可以清楚地看到能量在两根平行矩形波导间的变化情况，一方面，随着耦合区长度变化，能量周期性地在两根波导间传输，这与公式(3.6)中的正弦函数相吻合；另一方面，随着波导间距 s 的增加，两波导模式的重叠区减小，达到相同耦合比所需的耦合区长度也在增加。

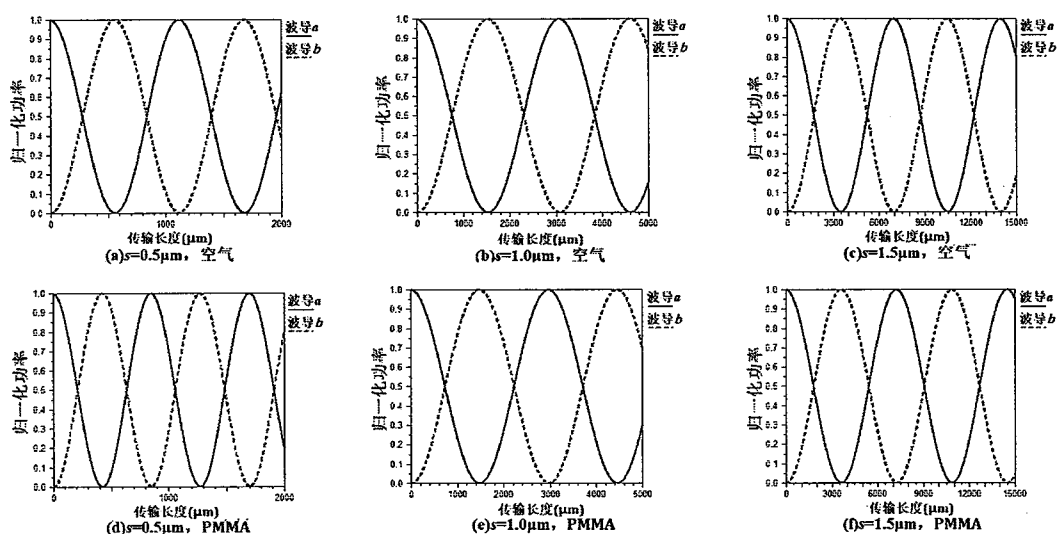


图 3.4 不同包层、不同间距下耦合情况比较

在平面集成光子电路的设计中，人们更关心器件在平面上的尺寸，所以考虑在保持波导宽度仍为 $1.8\mu\text{m}$ 不变的前提下，不同波导厚度对耦合效率的影响，下面设定波导厚度分别为 $3\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ （经计算波导厚度 $5\mu\text{m}$ 时已不满足单模传输条件），波导间隔 $1\mu\text{m}$ ，同时由于此时由波导宽度和高度上的尺寸差异可能会导致较大的几何双折射，对应的模式也不再简并，这里增加了对 TE、TM 偏振的讨论。

图 3.5 显示对于同样的尺寸和包层材料的波导耦合器，TE 偏振方向上的耦合效率已比 TM 偏振方向高出一倍，这是由于在几何尺寸的影响下获得的有效折

率差异导致的。在波导高度由 $3\mu\text{m}$ 增加到 $4\mu\text{m}$ 时，一方面由于波导高度增加，耦合效率减小，这可能是由于波导横截面积的增加使得对光功率的束缚作用增大，进而使得弥散在波导外部倏逝场作用范围内的光功率减小。另一方面由于几何双折射增强，耦合效率在两个方向上差异也在增大。结合图 3.5(a)(c)，提高波导高度将减小耦合效率，同时也会引入更大的几何双折射，但对于不希望改变器件平面尺寸而需要增加对光场的限制作用的应用场景，这里的分析仍具有参考价值。

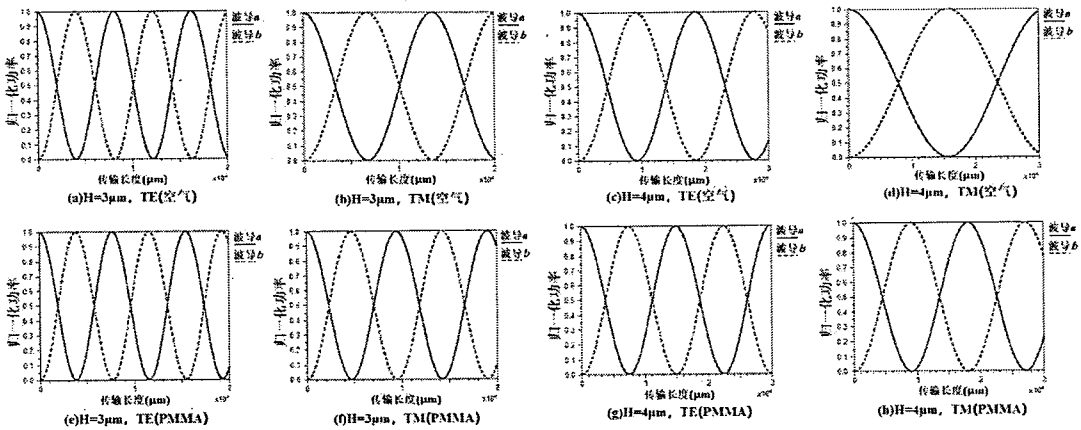


图 3.5 宽度 $1.8\mu\text{m}$ ，高度 $3\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ ，不同偏振方向的耦合情况比较

3.2 波长选择性定向耦合器的设计

在 3.1 节对双波导耦合分析的基础上，如果对两波导之间的倏逝场进行周期性折射率调制，当调制周期满足布拉格条件时，经由倏逝场作用传输的光就具有了波长选择性，图 3.6 为设计的波长选择性定向耦合器结构示意图与周期性光照说明。

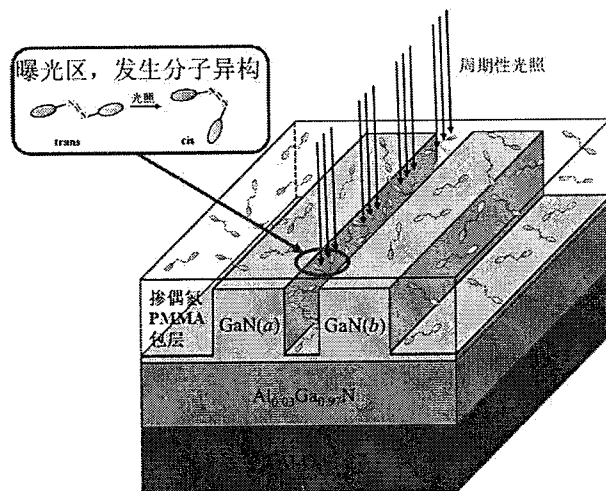


图 3.6 设计的 GaN/掺偶氮苯聚合物周期结构定向耦合器示意图

结合 PMMA 基材中偶氮苯分子在光致顺反异构作用下获得不同折射率这一特性,设计在两波导之间加以周期性光照以获得折射率周期性变化结构,其中偶氮苯聚合物折射率的数值参考罗艳华^[74]实验得到的 1.635~1.665 范围,即最大折射率调制为 0.03,同时,这种折射率变化又能够通过选取不同的偶氮苯分子浓度、光照时间、光照强度进行控制,并且具有可擦除的特点,这使得基于 GaN/聚合物复合波导定向耦合器同时具有波长选择性和光照下重复写入的功能。

与上一节中不同的情况是,这里考虑存在周期性介电微扰时,两个相向模式间满足布拉格条件 $\beta_a - \beta_b = 2\pi/\Lambda$ (Λ 为周期结构的周期) 的耦合,因为考虑的是两个反向模式间的作用,所以 $\beta_a \cdot \beta_b < 0$ 。图 3.7 中的两根直波导间距很小以保证在倏逝场的作用范围内有功率交换,实线表示前向传输模式,虚线表示后向传输模式, $A_{1,2,3,4}$ 表示不同波导中、不同方向传输模式的振幅。

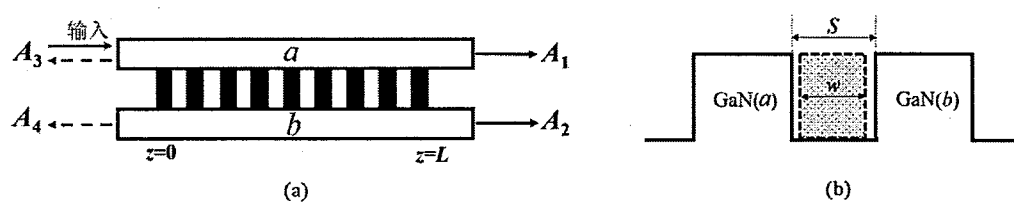


图 3.7 满足布拉格反射条件的定向耦合器(a)各端口输出示意图(b)横截面示意图

很自然地想到在这种结构里,满足布拉格条件的有两种能量交换机制^[75]:

- (1) 直接的布拉格耦合: 同一波导内相反方向的两个模式之间耦合,如 A_1 与 A_3 、 A_2 与 A_4 ;
- (2) 交叉的布拉格耦合: 一个前向传输的模式将被反射到另一根波导内,也就是能量在两根波导内相反方向的模式间耦合,如 A_1 与 A_4 、 A_2 与 A_3 。

对于两根波导间相反方向模式的耦合,实际的传输机制更为复杂,以 A_1 到 A_4 的耦合为例,可以有三种路径选择:由 A_1 直接与相邻波导中的反向模式 A_4 耦合;也可先由 A_1 与相邻波导中同向模式 A_2 耦合, A_2 再与同波导中反向模式 A_4 耦合;或者由 A_1 先与同波导中反向模式 A_3 耦合,之后 A_3 再与相邻波导中的同向模式 A_4 耦合。改变各模式间的耦合系数,就可以在各端口得到理想输出。

这里的能量交换仍可以由耦合模理论来解释, A_1 模式的振幅变化可以写成:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i(\kappa_{12}A_2 + \kappa_{13}A_3 + \kappa_{14}A_4) \quad (3.10)$$

对于 A_2 、 A_3 与 A_4 模式又可以分别写出对应的三个方程,其中 κ 为模式间的耦合系数,由波导对称性可知:

$$\begin{aligned} \kappa_{12} &= \kappa_{21} = \kappa_{34} = \kappa_{43} = \kappa_a \\ \kappa_{13} &= \kappa_{31} = \kappa_{24} = \kappa_{42} = \kappa_b \\ \kappa_{14} &= \kappa_{41} = \kappa_{23} = \kappa_{32} = \kappa_c \end{aligned} \quad (3.11)$$

κ_a 、 κ_b 、 κ_c 分别代表同向耦合系数、直接布拉格耦合系数和交叉布拉格耦合系数，于是包含四个模式的耦合方程可以写为以下形式：

$$\begin{pmatrix} \frac{d}{dz} & i\kappa_a & i\kappa_b & i\kappa_c \\ i\kappa_a & \frac{d}{dz} & i\kappa_c & i\kappa_b \\ -i\kappa_b & -i\kappa_c & \frac{d}{dz} & -i\kappa_a \\ -i\kappa_c & -i\kappa_b & -i\kappa_a & \frac{d}{dz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

式中的负号表示 A_3 与 A_4 是沿后向传输的。同时模式振幅的变化需要满足功率守恒：

$$\frac{d}{dz} (|A_1|^2 + |A_2|^2 - |A_3|^2 - |A_4|^2) = 0 \quad (3.13)$$

在单一输入时满足的边界条件为：

$$A_1 = 1, A_2 = 0 (z = 0) ; A_3 = A_4 = 0 (z = L) \quad (3.14)$$

结合边界条件解式(3.12)中方程组，可以得到各端口输出模式的幅值：

$$A_1(z = L) = \frac{\gamma_1}{2(\gamma_1 \cosh \gamma_1 L + \gamma_2 \cosh \gamma_1 L)} + \frac{\gamma_4}{2(\gamma_4 \cosh \gamma_4 L - \gamma_5 \cosh \gamma_4 L)} \quad (3.15)$$

$$A_2(z = L) = \frac{\gamma_1}{2(\gamma_1 \cosh \gamma_1 L + \gamma_2 \cosh \gamma_1 L)} - \frac{\gamma_4}{2(\gamma_4 \cosh \gamma_4 L - \gamma_5 \cosh \gamma_4 L)} \quad (3.16)$$

$$A_3(z = 0) = \frac{-\gamma_3 \sinh \gamma_1 L}{2(\gamma_1 \cosh \gamma_1 L + \gamma_2 \cosh \gamma_1 L)} - \frac{-\gamma_6 \sinh \gamma_4 L}{2(\gamma_4 \cosh \gamma_4 L - \gamma_5 \cosh \gamma_4 L)} \quad (3.17)$$

$$A_4(z = 0) = \frac{-\gamma_3 \sinh \gamma_1 L}{2(\gamma_1 \cosh \gamma_1 L + \gamma_2 \cosh \gamma_1 L)} + \frac{-\gamma_6 \sinh \gamma_4 L}{2(\gamma_4 \cosh \gamma_4 L - \gamma_5 \cosh \gamma_4 L)} \quad (3.18)$$

式中，

$$\gamma_1 = \sqrt{a^2 - (b+c)^2}, \gamma_2 = a, \gamma_3 = b+c, \gamma_4 = \sqrt{a^2 - (b-c)^2}, \gamma_5 = a, \gamma_6 = b-c \quad (3.19)$$

下面分别选取不同参数仿真分析周期结构对两种反向耦合机制的影响，分别比较了折射率调制深度、周期数目、波导间距对耦合的影响，反射波长设计值 $1.55\mu\text{m}$ 对应的光栅周期由布拉格条件得到 $0.339657\mu\text{m}$ 。

$s=w=0.5\mu\text{m}$ ，折射率调制深度分别取 0.005、0.01 和 0.03。在折射率调制深度较低时以波导 a 内前后向模式耦合为主，波导 a 、 b 间耦合几乎可忽略。随着折射率调制深度的增加，波导 a 、 b 间两种布拉格反射都得到加强，并且此时波导 a 内率先达到完全耦合。

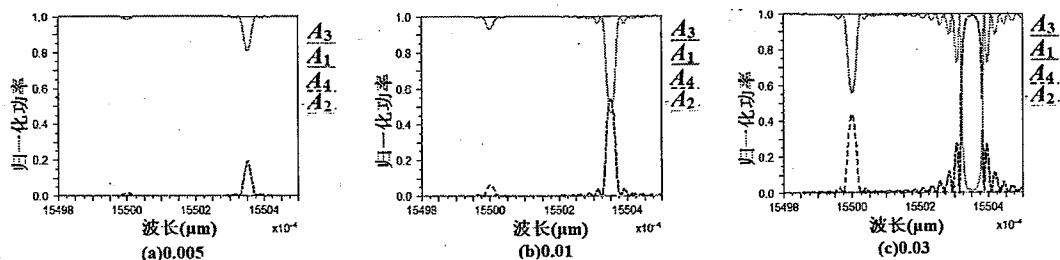


图 3.8 耦合效率随折射率调制深度的变化

$s=w=0.5\mu\text{m}$, 周期数目 M 分别为 10000、30000 和 60000, 三种情况下对应的定向耦合器长度分别为 $3396.57\mu\text{m}$ 、 $10189.71\mu\text{m}$ 和 $20379.42\mu\text{m}$ 。一方面, 两种前后向耦合作用都得到加强, 这是由于反射的总功率是周期结构中各个折射率突变截面上反射功率累加的结果; 另一方面, 随着周期数目的增加, 反射峰的带宽逐渐减小。

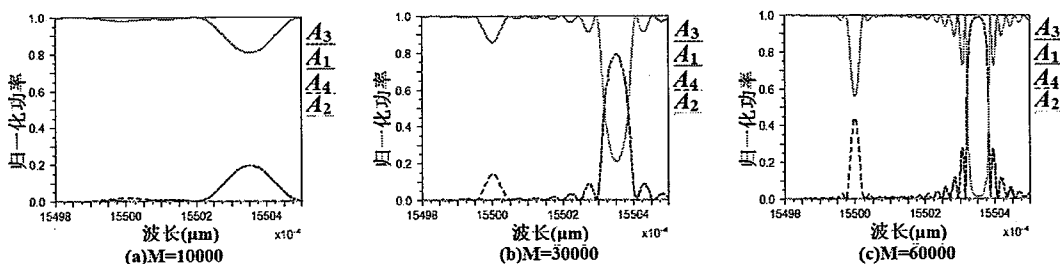


图 3.9 耦合效率随周期数目的变化

最后讨论波导间距的影响, 这里令周期数目 M 为 60000, 折射率调制深度为 0.03, $s=w=0.5\mu\text{m}$ 、 $0.75\mu\text{m}$ 、 $1\mu\text{m}$ 。随着波导间距由 $0.5\mu\text{m}$ 增加至 $1\mu\text{m}$, 从传输谱上看, 两种机制的反射峰位置逐渐接近, 反射功率都有减小的趋势, 而波导 a 、 b 间减小程度更为明显, 当间距达到 $1\mu\text{m}$ 时已经完全没有反射功率, 最终波导 a 、 b 间的同向耦合与反向耦合作用都不存在, 而只剩下波导 a 中的反向耦合。

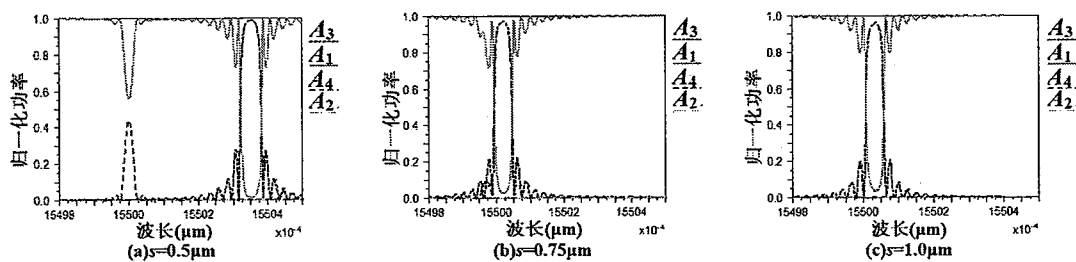


图 3.10 耦合效率随波导间距的变化

3.3 基于 GaN 脊形波导的阵列波导光栅设计

阵列波导光栅作为重要的波分复用器件，最早于 1988 年由 Smit M K^[76]提出。1990 年，Takahashi H 和 Suzuki S 第一次研制了在光纤通信 1550nm 附近的 AWG 器件^[77]。第二年，Vellekoop A R 和 Smit M K 报道了首个 800nm 附近的 AWG 器件^[78]。之后，Dragone C^[79]将阵列波导光栅的设计从 $1 \times N$ 推广到 $N \times N$ ，使得该器件可以同时用于信号的分离与复合。在此之后，多通道阵列波导光栅获得长足发展，日本的 NTT 公司报道了波长间隔为 0.2nm 的 256 通道阵列波导光栅^[80]，接着又出现波长间隔为 0.08nm 的 400 通道阵列波导光栅^[81]。目前市场上较为常见的为硅基 AWG，但随着通道数的增加势必导致器件尺寸变大，这将不利于芯片的小型化。本节利用 GaN 脊形波导作为基础材料设计 1×8 阵列波导光栅，并仿真验证了设计的可行性。

3.3.1 阵列波导光栅的基本原理

阵列波导光栅的理论基础来源于 H.A.Rowland 在十九世纪八十年代提出凹面光栅成像原理^[82]，在其基础上将反射式光路改为传输式光路，典型结构如图 3.11 所示。

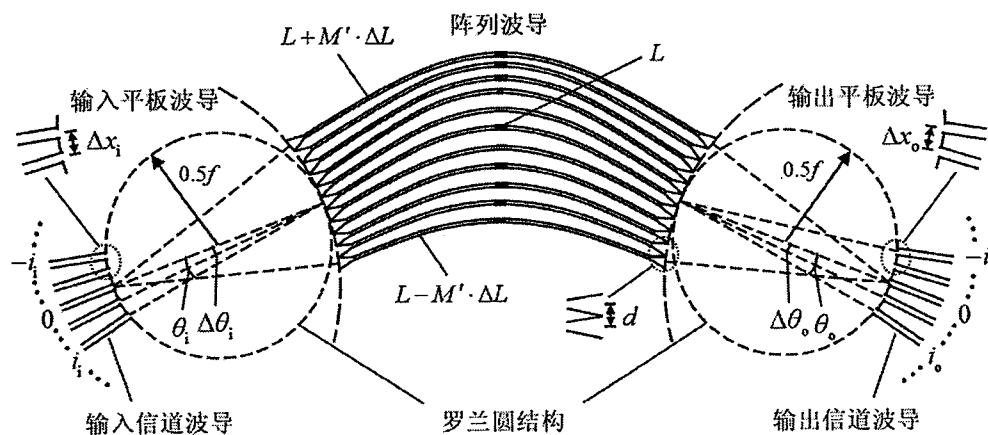


图 3.11 典型阵列波导光栅结构示意图

在典型阵列波导光栅由五个部分组成，输入、输出信道波导分别在器件两侧，中间的阵列波导对光起限制和引导作用，连接信道波导和阵列波导的是焦距为 f 、具有罗兰圆结构的输入、输出平板波导。

对于本设计中实现解复用功能的 1×8 通道阵列波导光栅，携带 8 个波长信息的入射光从中心输入信道波导进入，由于输入平板波导的罗兰圆结构使得入射光在衍射作用下以相同相位到达各个阵列波导输入端。中间的阵列波导经参数设计引入固定长度差 ΔL ，使得经由波导传输到达输出平板波导的入射光具有一定相位差，再次经过罗兰圆结构后，同一波长的光由于具有了相同相位差而可以相

干叠加在同一位置上，而不同波长因具有不同相位差而叠加在不同衍射级，这之后在各个衍射级位置放置输出波导以限制和引导光输出，即完成了对各波长入射光的分离。由光路可逆，这一过程反过来即可以实现复用功能。同时考虑到器件串扰问题，信道波导间距 Δx_i 、 Δx_o ，阵列波导的数目 M 及其波导间距 d 都存在选取范围的限制，这在后面的参数设计部分将具体说明。

3.3.2 阵列波导光栅的参数设计

(1) 光栅方程

图 3.11 中信号光从第 i 输入信道，以角度 θ_i 进入有效折射率为 n_s 的输入平板波导，再经由有效折射率折射率为 n_c 的信道波导，以角度 θ_o 出射， m 是光栅衍射级数。

所有光栅器件的设计都必须遵循光栅方程的理论基础，设波长为 λ 的入射光由第 i 根信道波导输入，则应该满足^[83]：

$$n_s d \sin \theta_i + n_c \Delta L + n_s d \sin \theta_o = m \lambda \quad (3.20)$$

式中，

$$\theta_i = i \cdot \frac{\Delta x_i}{R}, \quad \theta_o = j \cdot \frac{\Delta x_o}{R} \quad (3.21)$$

通常情况下入射、出射角都较小，因此可以用 θ_i 和 θ_o 分别替换 $\sin \theta_i$ 和 $\sin \theta_o$ ，将光栅方程改写为：

$$n_s d \theta_i + n_c \Delta L + n_s d \theta_o = m \lambda \quad (3.22)$$

(2) 脊形波导与平板波导折射率

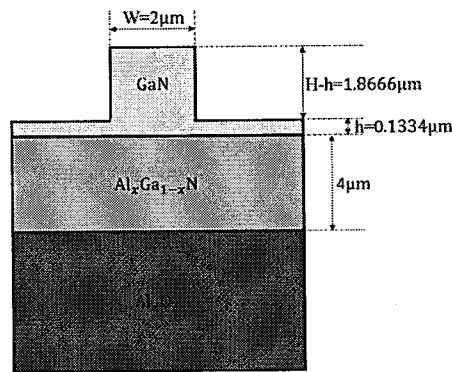


图 3.12 用于 AWG 设计的脊形波导结构示意图

考虑实际加工工艺的限制，这里稍作修改，将信道波导和阵列波导尺寸取整。本节通过 RSoft 软件使用光束传播法 BPM 来模拟脊形波导和相应平板波导的模

场分布，以及有效折射率的求解，这里脊形波导选择准 TE 模式，平板波导选择 TE 模式，工作波长 1550nm。

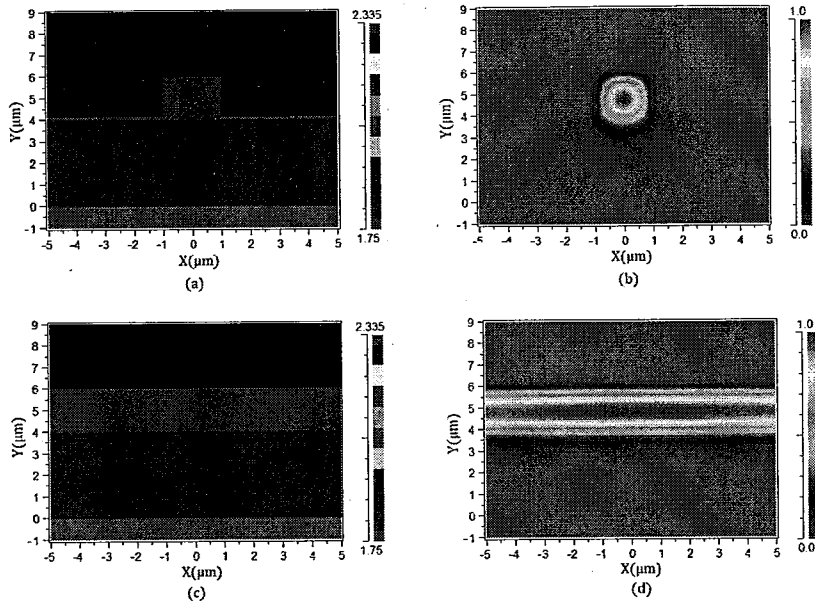


图 3.13 (a)脊形波导横截面(b)脊形波导场分布(c)平板波导横截面(d)平板波导场分布

仿真结果显示，阵列波导和信道波导对应的有效折射率为 $n_c=2.2865$ ，平板波导对应的有效折射率为 $n_s=2.3161$ 。同时如图 3.14 所示 GaN 脊形波导有效折射率随波长的变化曲线，结合式(3.24)得到脊形波导的群折射率 $N_c=2.3161$ 。

$$N_c = n_c - \frac{dn_c}{d\lambda} \cdot \lambda_c \quad (3.24)$$

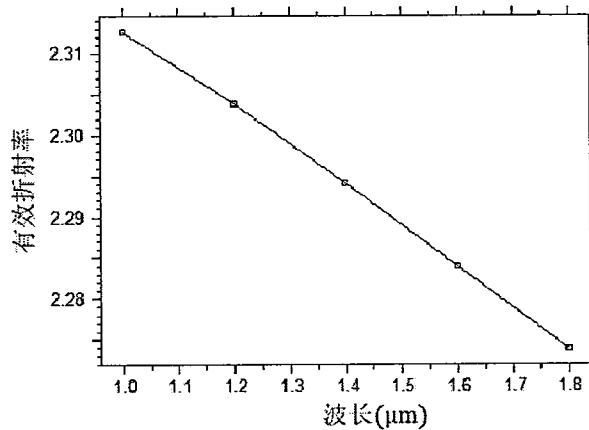


图 3.14 GaN 脊形波导有效折射率随波长变化关系

(3) 中心波长、波长间隔与端口数

根据国际电信联盟(International Telecommunication Union, ITU)规定的参考波长^[84], 本设计中选择的是光纤通信波段附近的 1550.12nm 作为中心波长 λ_c , 对应中心频率在 193.4THz。同时 ITU 规定了波分复用器件各信道中心频率之间必须相隔 50GHz 或 100GHz 的整数倍, 设计中取 200GHz, 相应的波长间隔为 1.6nm。设计的 AWG 端口数为 1×8 , 同时信道波导数选取与输出端口一致也为 8 个。

(4) 自由光谱区长度

设输出耦合器中相邻第 m 和 $m+1$ 衍射峰都满足光栅方程(3.20)的角度差为 $\Delta\theta_m$, 若中心波长 λ_c 的输入光以入射角 θ 输入, 对第 m 个衍射峰, 满足:

$$n_s d \theta_i + n_c \Delta L + n_s d \theta_o = m \lambda_c \quad (3.25)$$

对 $m+1$ 衍射峰满足:

$$n_s d \theta_i + n_c \Delta L + n_s d (\theta_o + \Delta\theta_m) = m \lambda_c \quad (3.26)$$

两式相减后有:

$$\Delta\theta_m = \frac{\lambda_c}{n_s d} \quad (3.27)$$

自由光谱区即两个衍射峰对应波长的差值:

$$FSR = \frac{\Delta\theta_m}{\Delta\theta} \Delta\lambda \quad (3.28)$$

最终求解得到:

$$FSR = \frac{\lambda_c n_c}{m N_c} \quad (3.29)$$

(5) 衍射级数和阵列波导长度差

已知波长通道数 $N=8$, 以及 $\lambda_c=1550.12\text{nm}$, $\Delta\lambda=1.6\text{nm}$, $N_c=2.3161$, $n_c=2.2865$, 由下式:

$$N_{\max} \leq \frac{FSR}{\Delta\lambda} = \text{int} \left[\frac{\lambda_c n_c}{m N_c \Delta\lambda} \right] \quad (3.30)$$

求得衍射级数:

$$m \approx \text{int} \left(\frac{\lambda_c}{N \Delta\lambda} \right) \quad (3.31)$$

m 确定后, 相邻阵列波导长度差为:

$$\Delta L = \frac{m \lambda_c}{n_c} \quad (3.32)$$

(6) 信道波导和阵列波导间距

本节的设计中为简化计算, 对信道波导间距的选择在 $\Delta x_i = \Delta x_o = \Delta x$ 条件下进行。由于波导间距会对器件的插入损耗、串扰等性能造成较大影响, 但又缺少如前述参数的具体公式指导, 所以其优化选取方式也有多种, 这里利用损耗均匀性^[85]来给出。

模场发散角 θ_0 为功率下降至 $1/e^2$ 时的远场发散半角:

$$\theta_0 = \frac{\lambda_c}{\pi n_s \omega_0} \quad (3.33)$$

式中的 ω_0 是模场尺寸 (功率下降至 $1/e^2$ 时的半宽度), 由 RSoft 场分布得到 $\omega_0 = 0.95 \mu\text{m}$, 代入式(3.33)解得 $\theta_0 = 0.224 \text{rad}$ 。

参考已有文献中对损耗均匀性的讨论^[86], 这里假设 $L_u = 1.5 \text{dB}$, 将 θ_0 代入下式:

$$L_u = -10 \log \left[\exp \left(-2\theta_{\max}^2 / \theta_0^2 \right) \right] \approx 8.7 \theta_{\max}^2 / \theta_0^2 \quad (3.34)$$

可以求得中心通道与边缘通道的夹角 θ_{\max} 。

又由

$$\theta_{\max} = \frac{N \Delta x}{2f} \quad (3.35)$$

由此解得的是信道波导间距 Δx 应该满足的最小值。而在以往的 AWG 设计中, 信道波导间距的确定还需在仿真软件中根据串扰、插入损耗的具体值进行选取和优化, 所以这里的初始设定为 $d = \Delta x$, 后续再根据仿真结果作调整。

(7) 平板波导焦距

$$f = \frac{n_s \Delta x d}{m \Delta \lambda} \quad (3.36)$$

(8) 阵列波导数

阵列波导数目的选择存在最小值限制, 当小于这一值时, 阵列波导对来自平板波导的衍射光的接收角过小, 将导致衍射效率降低, 使得输出波导处采集到的传输谱中峰值旁瓣偏低。

由已求出的 θ_0 、 f 和 d , 代入式(3.37)可解得最小阵列波导数:

$$M_{\min} = 2 \text{int} \left[\frac{2\theta_0 f}{d} \right] + 1 \quad (3.37)$$

3.3.3 阵列波导光栅的输出光谱

对阵列波导光栅性能的衡量主要通过中心波长、中心波长精度、插入损耗、通道平坦度、串扰和损耗均匀性几个指标来实现, 表 3.1 给出阵列波导光栅设计中常用到的性能参数定义^[87]。

之后, 本节利用 RSoft 软件的 WDM Router Layout 组件进行参数设计和模拟仿真。表 3.2 给出前一节中计算得到的主要参数, 器件输出版图如图 3.15(a)所示, 器件平面大小为 $2.20 \text{cm} \times 1.52 \text{cm}$ 。

表 3.1 阵列波导光栅常用性能参数定义

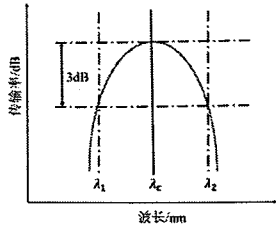
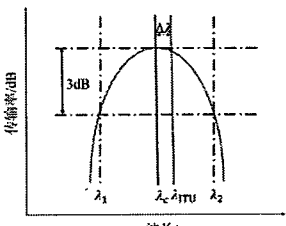
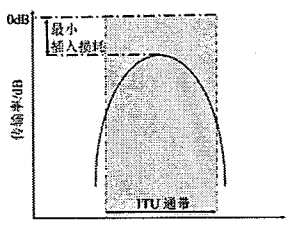
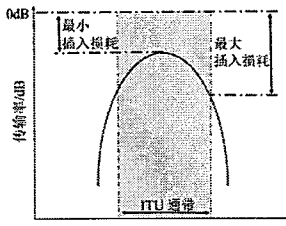
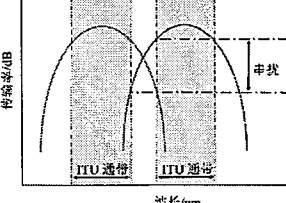
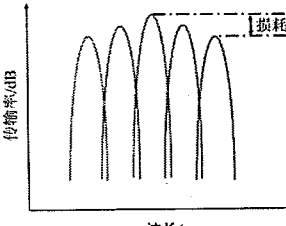
<p>中心波长</p>	<p>在一个信道内，传输率曲线由最大值衰减 3dB 对应曲线上两点横坐标的平均值。</p> $\lambda_c = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$	
<p>中心波长精度</p>	<p>实际中心波长与 ITU 规定的波长标称值之间的偏移量。</p> $\delta\lambda = \lambda_c - \lambda_{ITU}$	
<p>插入损耗</p>	<p>各个 ITU 3dB 通带内，功率损耗的最小值。</p>	
<p>通带平坦度</p>	<p>各个 ITU 通带内最大插入损耗与最小插入损耗的差值。</p>	
<p>串扰</p>	<p>一个 ITU 通带内最大插入损耗与落入相邻通带、非相邻通带内最小插入损耗之差。</p>	
<p>损耗均匀性</p>	<p>一个自由光谱范围内，任两个通道间最小插入损耗差值的最大值</p>	

表 3.2 阵列波导光栅主要设计参数

参数名称	参数符号	参数值
设计波长	λ_c	1550.12nm
波长间隔	$\Delta\lambda$	1.6nm
输入、输出端口数	$N_{in} \times N_{out}$	1×8
波长通道数	N_{chan}	8
平板波导有效折射率	n_s	2.3161
脊形波导有效折射率	n_c	2.2865
脊形波导群折射率	N_c	2.3617
阵列波导数	M	112
衍射级数	m	121
信道波导间隔	d	20 μm
阵列波导间隔	Δx	10 μm
平板波导焦距	f	1794.4990 μm
自由光谱区	FSR	0.0128 μm

在 WDM Router Simulation 功能模块中进行模拟仿真。图 3.15(b)为最终阵列波导光栅 8 个信道的输出光谱图。

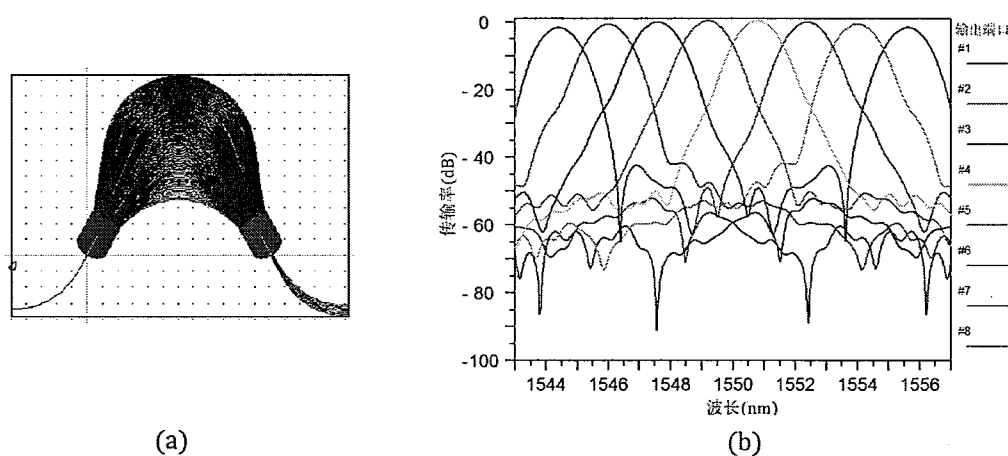


图 3.15 8 通道阵列波导光栅(a)输出版图(b)输出光谱

图 3.15(b)的输出谱中自右向左分别是 1~8 输出端口，由仿真结果看出，各通道输出的中心波长分别为 1544.4nm、1546.0nm、1547.6nm、1549.2nm、1550.8nm、1552.4nm、1554nm 和 1555.6nm，波长间隔 1.6nm。中心通道到边缘通道插入损耗在 0.1dB 至 1.5dB 之间，串扰方面，以第 5 ITU 3dB 通带为例说明，其与相邻

的第6通带串扰为-15dB,与第7通带串扰为-45dB。总体来看,设计的阵列波导器件中心波长和波长间隔都符合设计要求,器件整体尺寸和插入损耗较小,但通道间串扰较大,相邻通道串扰高于硅基阵列波导-30dB的典型值,这部分由前述对串扰影响因素的讨论可知,后续通过对波导间距、阵列波导数目等参数的优化可以进一步降低串扰。

此外,对于串扰问题,目前已有文章中讨论关于串扰的主要来源有以下几个方面:

- (1) 阵列波导数目过小,只接收到部分来自平板波导的衍射光,由前面的分析,这样会使得衍射效率降低、传输谱的峰值旁瓣比降低;
- (2) 信道波导间、阵列波导间的功率耦合,这部分是导致通带间串扰的主要原因,所以需要在仿真中改变参数根据输出光谱选择最优波导间距;
- (3) 如果波导存在不止一个模式时,在阵列波导弯曲的部分将造成模式间串扰,影响器件整体性能;
- (4) 器件制备过程中由于工艺条件不足造成器件串扰增大。

3.4 本章小结

本章在上一章单个GaN波导理论模型的基础上,首先建立GaN波导定向耦合器的分析模型,分别比较了有、无聚合物包层,以及不同偏振下定向耦合器的耦合效率,在此基础上在两波导之间引入周期结构,这部分的折射率变化以偶氮苯聚合物的光致异构特性为理论依据,在周期性微扰的作用下,特定波长的光将被耦合到另一根波导,实现波长选择。之后又设计了基于GaN脊形波导的阵列波导光栅,在通过软件仿真得到的输出光谱中,中心波长、波长通道间隔与插入损耗都符合设计要求,对于串扰较大的情况,后续通过参数选取可以进一步优化。

后续考虑可以在已有分析工作的基础上,利用线偏振光照射引起的光致取向特性,聚合物包层将具有双折射特性,分析不同偏振态的信号光在波导中的传播过程,并且这种差异可以通过线偏振光控制分子取向来调控。最后,由第二章中的介绍可知这两种调控都是可恢复的。

第4章 铒镱共掺 GaN 波导光放大器的设计与仿真分析

在光通信面向高速率、大容量、长距离传输的发展需求下,降低光信号在传输中的损耗问题尤为重要。最初是利用光电中继器的光-电-光转换实现信号放大和再生,随着 Ennen 等人于 1983 年报道的铒离子在 1540nm 波长的发射光谱^[88],铒离子从亚稳态到基态的受激辐射对应了光纤通信最小损耗波长。目前主流掺杂基质有三类:以 SiO₂、LiNbO₃ 为代表的无机材料、有机聚合物材料以及将两者相结合的有机-无机复合型材料。受极小的吸收截面制约(10^{-21}cm^{-3}),掺铒 SiO₂ 需要较长的作用距离和配备高功率外部激光器^[17],掺铒 LiNbO₃ 虽然利于半导体芯片集成但增益小、荧光效率低^[89]。有机聚合物造价成本低廉、工艺简单,但受环境影响大,稳定性低。有机-无机复合材料起步较晚,可参考的实例很少。

GaN 以其结构特点和热稳定性在满足以上要求方面更具潜力。首先, GaN 的材料带隙远大于 1550nm,所以对信号光的吸收可忽略,在光通信波段(1530nm~1550nm)可以看成“透明”传输。目前已有报道的最大 GaN 掺铒浓度在 10^{20}cm^{-3} 量级^[89],是掺铒石英光纤的 10~100 倍。同时,有研究显示 GaN 作为宽带隙半导体,即使在高温下,束缚在铒离子施主能级上的电子被热激发到导带的比例也小于其他半导体材料,因而 GaN 具有更小的热淬灭效应^[90]。

4.1 铒镱共掺 GaN 波导光放大特性分析

4.1.1 铒镱共掺 GaN 波导光放大

2006 年,德州理工大学的 R.Dahal 团队首次报道了采用金属气相沉积法合成的 1540nm 掺铒 GaN 异质结波导光放大器,在 365nm 的 GaN LED 泵浦源的作用下,获得的 1540nm 信号光增益为 8dB/cm,传输损耗 3.5cm^{-1} ^[17]。而掺铒光纤放大器的典型长度在几米到几十米,最大增益为 30dB~50dB^[72],实验验证了 GaN 作为掺铒波导光放大器的可行性。

然而,980nm 泵浦作用下的 Er³⁺的发射截面仍然不足以达到人们期望的增益,于是有研究人员开始尝试在掺铒光波导中加入其它稀土元素。这其中,同样由 980nm 泵浦激励的镱元素,凭借谐振激励可以进一步提高光放大能力:

(1) Yb³⁺对该泵浦光的吸收截面比 Er³⁺大十倍^[91],其作用相当于敏化剂,在吸收泵浦源光子后将能量提供给 Er³⁺,于是更多的 Er³⁺被激发至 ⁴I_{1/2} 能级,极大地促进了 Er³⁺的粒子数反转过程。

(2) Yb^{3+} 与 Er^{3+} 从结构上看粒子大小相近,从性质上看又具有相似的特性,所以 Yb^{3+} 趋向于包围在 Er^{3+} 周围,这种特殊的存在形式反过来又利于离子之间的能量转移。

在掺钇 GaN 的方案被证明可行的基础上,2016年,同组 Q.W.Wang 等人^[92]借鉴钇镱共掺在光纤放大器中的成功应用,将镱离子引入掺钇 GaN 波导,实验中测得的光致发光效率比未共掺情况高出 7 倍。也为本文对于波导结构、光放大区参数与光放大器各部分的设计工作提供了现实意义。

在 Yb^{3+} - Er^{3+} 共掺材料中,具有强吸收特性的 Yb^{3+} 作为敏化剂,吸收 980nm 激励光子的能量,从激发态 $^2\text{F}_{5/2}$ 能级转移给同样在激发态 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级上的 Er^{3+} 。这一已被证明高效的能量转移过程得益于这两个能级间的高度匹配。随后,这部分的 Er^{3+} 快速、无辐射衰减至亚稳态 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级,与此同时,处于 $^4\text{I}_{15/2}$ 能级的 Er^{3+} 也在不断地被激发到 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级,进而累积在 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级上的总数量增加,当超过稳态 $^4\text{I}_{15/2}$ 能级上的总数量时,就实现了光放大所必须的粒子数反转条件。

更进一步地,当与 Er^{3+} 带隙间隔一致的 1550nm 信号光通过放大介质时,处于亚稳态 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级的钇离子在信号光的激发作用下受激辐射回基态 $^4\text{I}_{15/2}$ 能级,同时由于受激辐射过程的特点将释放出与信号光光子在方向、频率、相位和偏振上一致的全同光子,换句话说,信号光的光子数量增加,光放大得以实现。

4.1.2 钇镱共掺 GaN 波导光放大机制

图 4.1 给出 980nm 泵浦作用下共掺波导中粒子在能级间跃迁过程示意图,讨论光放大增益前首先需要明确参与转换的各能级上粒子数目随时间的变化,这就需要求解特定波长下与钇镱元素跃迁机制相关、描述其能级分布的速率方程组^[93]。

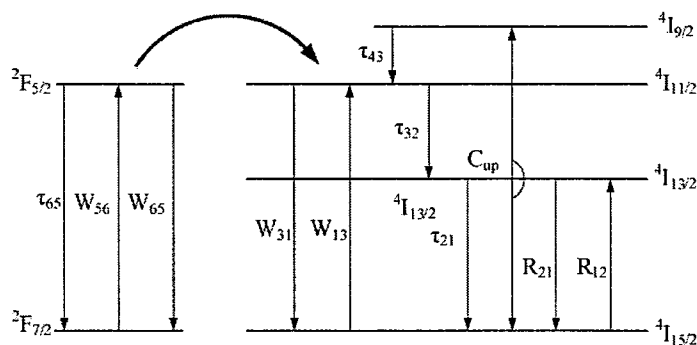


图 4.1 980nm 钇镱共掺光放大过程

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_1}{dt} &= -W_{13}N_1 + W_{31}N_3 - R_{12}N_1 + R_{21}N_2 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + C_{up}N_2^2 - C_{cr}N_1N_6 \\
 \frac{dN_2}{dt} &= R_{12}N_1 - R_{21}N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} - 2C_{up}N_2^2 \\
 \frac{dN_3}{dt} &= W_{13}N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{42}} - W_{13}N_3 + C_{cr}N_1N_6 \\
 \frac{dN_4}{dt} &= C_{up}N_2^2 - \frac{N_4}{\tau_{43}} \\
 \frac{dN_5}{dt} &= -W_{56}N_5 + W_{65}N_6 + \frac{N_6}{\tau_{65}} + C_{cr}N_1N_6 \\
 \frac{dN_6}{dt} &= W_{56}N_5 - W_{65}N_6 - \frac{N_6}{\tau_{65}} - C_{cr}N_1N_6 \\
 N_1 + N_2 + N_3 + N_4 &= N_{er} \\
 N_5 + N_6 &= N_{yb}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

R_{12} 、 R_{21} 表示信号光光子受激吸收的概率， W_{13} 、 W_{56} 表示泵浦光受激辐射的概率， W_{31} 、 W_{65} 表示泵浦光受激辐射的概率， τ_{21} 、 τ_{32} 、 τ_{43} 表示 Er^{3+} 在 ${}^4\text{I}_{13/2}$ 、 ${}^4\text{I}_{11/2}$ 、 ${}^4\text{I}_{9/2}$ 能级上的载流子寿命， τ_{56} 对应 Yb^{3+} 在 ${}^2\text{F}_{5/2}$ 能级上的载流子寿命， N_{er} 、 N_{yb} 代表 Er^{3+} 与 Yb^{3+} 的总粒子浓度，其中 Er^{3+} 四个能级上的粒子数密度分别由 N_1 、 N_2 、 N_3 和 N_4 表示， Yb^{3+} 在其对应的两个能级上的粒子数密度由 N_5 和 N_6 表示。 C_{cr} 表征了 Er^{3+} 与 Yb^{3+} 在能量交换过程中的交叉弛豫， C_{up} 为合作上转换系数，这其中对泵浦光和信号光有分别有：

$$\begin{aligned}
 W_{13} &= \frac{\sigma_{ap}(\nu_p)}{h\nu_p} [I_{p+}(x, y, z, t, \nu_p) + I_{p-}(x, y, z, t, \nu_p)] \\
 W_{31} &= \frac{\sigma_{ep}(\nu_p)}{h\nu_p} [I_{p+}(x, y, z, t, \nu_p) + I_{p-}(x, y, z, t, \nu_p)] \\
 W_{56} &= \frac{\sigma_{ap}^{yb}(\nu_p)}{h\nu_p} [I_{p+}(x, y, z, t, \nu_p) + I_{p-}(x, y, z, t, \nu_p)] \\
 W_{65} &= \frac{\sigma_{ep}^{yb}(\nu_p)}{h\nu_p} [I_{p+}(x, y, z, t, \nu_p) + I_{p-}(x, y, z, t, \nu_p)] \\
 R_{12} &= \frac{\sigma_{as}(\nu_s)}{h\nu_s} I_s(x, y, z, t, \nu_s) + \sum_j^M \frac{\sigma_{a12}(\nu_j)}{h\nu_j} [I_{ASE+}(x, y, z, t, \nu_j) + I_{ASE-}(x, y, z, t, \nu_j)] \\
 R_{21} &= \frac{\sigma_{es}(\nu_s)}{h\nu_s} I_s(x, y, z, t, \nu_s) + \sum_j^M \frac{\sigma_{e12}(\nu_j)}{h\nu_j} [I_{ASE+}(x, y, z, t, \nu_j) + I_{ASE-}(x, y, z, t, \nu_j)]
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

$j=(1,2,\dots,M)$ 是波导中稳定传输的各个模式序数， σ_{as} 、 σ_{es} 为 Er^{3+} 对信号光的吸收、发射截面，相应地， σ_{ap} 和 σ_{ep} 为 Er^{3+} 对泵浦光的吸收、发射截面， $\sigma_{a12}(\nu_j)$ 、 $\sigma_{e12}(\nu_j)$ 为 Er^{3+} 对频率 ν_j 的荧光的吸收、发射截面， $\sigma_{ap}^{yb}(\nu_p)$ 、 $\sigma_{ep}^{yb}(\nu_p)$ 为 Yb^{3+} 对泵浦光的吸收和发射截面。 I_s 、 I_p 、 $I_{ASE\pm}$ 表示信号光、泵浦光和自发辐射光的强度。

泵浦光和信号光沿传播方向上的变化过程由光波传输方程来描述，在系统达到稳定的条件下，(4.1)中各个方程的左边为零，泵浦光和信号光功率满足式(4.4)，

需要说明的是这里为了简化计算过程，没有考虑放大的自发辐射，但对于实际器件，无法携带信息的自发辐射在波导中传播时也会增强，由此引起的放大器噪声是不可避免的问题。

$$\begin{aligned}\frac{dP_p(z, \nu_p)}{dz} &= -\gamma_p(z, \nu_p)P_p(z, \nu_p) \\ \frac{dP_s(z, \nu_s)}{dz} &= [\gamma_{21}(z, \nu_s) - \gamma_{12}(z, \nu_s)]P_s(z, \nu_s)\end{aligned}\quad (4.4)$$

其中，泵浦光、信号光的吸收和辐射系数如下，

$$\begin{aligned}\gamma_p(z) &= \gamma_{p,Er}(z) + \gamma_{p,Yb}(z) \\ \gamma_{p,Er}(z) &= \iint_A \psi_p(x, y) \sigma_{ap} N_1(x, y, z) dx dy \\ \gamma_{p,Yb}(z) &= \iint_A \psi_p(x, y) [\sigma_{ap}^{Yb} N_5(x, y, z) - \sigma_{ep}^{Yb} N_6(x, y, z)] dx dy \\ \gamma_{12}(z, \nu_s) &= \iint_A \psi_s(x, y) \sigma_{as} N_1(x, y, z) dx dy \\ \gamma_{21}(z, \nu_s) &= \iint_A \psi_s(x, y) \sigma_{es} N_2(x, y, z) dx dy\end{aligned}\quad (4.5)$$

式中的 $\psi_{p,s}(x, y)$ 表示光强的横向分布，对它的求解采用较多的方法是引入重叠因子代替面积分运算^[94]。

长为 L 的波导初始和末端满足的边界条件为：

$$P_{p0}(0, \nu_p) = P_{p0}, P_{s0}(0, \nu_s) = P_{s0}\quad (4.6)$$

信号光的放大增益就可以表示成下式的形式：

$$G(\text{dB}) = 10 \log_{10} [P_s(z) / P_{s0}]\quad (4.7)$$

由(4.2)和(4.5)可以看到，速率方程的求解需要光强参数，而光波传输方程的求解又依赖于粒子数密度，必须结合边界条件将两组方程联立求解才能得到铒镱共掺体系下波导对 1550nm 波长的光放大增益。下表给出铒镱 GaN 计算增益需要用到的参数：

表 4.1 铒镱共掺 GaN 波导光放大性能计算中主要参数

参数名称	参数符号	参数值
Er ³⁺ 吸收截面(980nm)	$\sigma_{ap}(\nu_p)$	$2.58 \times 10^{-25}(\text{m}^2)$
Er ³⁺ 发射截面(980nm)	$\sigma_{ep}(\nu_p)$	0
Yb ³⁺ 吸收截面(980nm)	$\sigma_{ap}^{Yb}(\nu_p)$	$1.0 \times 10^{-24}(\text{m}^2)$
Yb ³⁺ 发射截面(980nm)	$\sigma_{ep}^{Yb}(\nu_p)$	$1.0 \times 10^{-24}(\text{m}^2)$
Er ³⁺ 吸收截面(1550nm)	$\sigma_{ap}(\nu_s)$	$5.36 \times 10^{-25}(\text{m}^2)$
Er ³⁺ 发射截面(1550nm)	$\sigma_{ep}(\nu_s)$	$5.54 \times 10^{-25}(\text{m}^2)$

(续) 表 4.1 钇镱共掺 GaN 波导光放大性能计算中主要参数

参数名称	参数符号	参数值
Er ³⁺ 载流子寿命(⁴ I _{13/2})	τ_{32}	$9.25 \times 10^{-3}(\text{s})$
Er ³⁺ 载流子寿命(⁴ I _{11/2})	τ_{21}	$1.0 \times 10^{-9}(\text{s})$
Yb ³⁺ 载流子寿命(² F _{7/2})	τ_{65}	$2.0 \times 10^{-3}(\text{s})$
Yb ³⁺ 掺杂浓度	N_{yb}	$3.98 \times 10^{26}(\text{m}^{-2})$
上转换系数	C_{up}	3.62×10^{-23}
交叉弛豫系数	C_{in}	2.39×10^{-22}
重叠积分因子	Γ_p 、 Γ_s	0.36、0.39
波导横截面尺寸	A	$1.8 \times 1.8 \times 10^{-12}(\text{m}^2)$

(1) 信号光增益与信号光功率和波导长度的关系

图 4.2 为 Er³⁺浓度 $2.0 \times 10^{26} \text{m}^{-3}$, 泵浦光功率 P_{p0} 为 100mW, 信号光功率 P_{s0} 分别取 0.01mW(小信号增益)、0.1mW 和 1mW(大信号增益)的情况作对比。

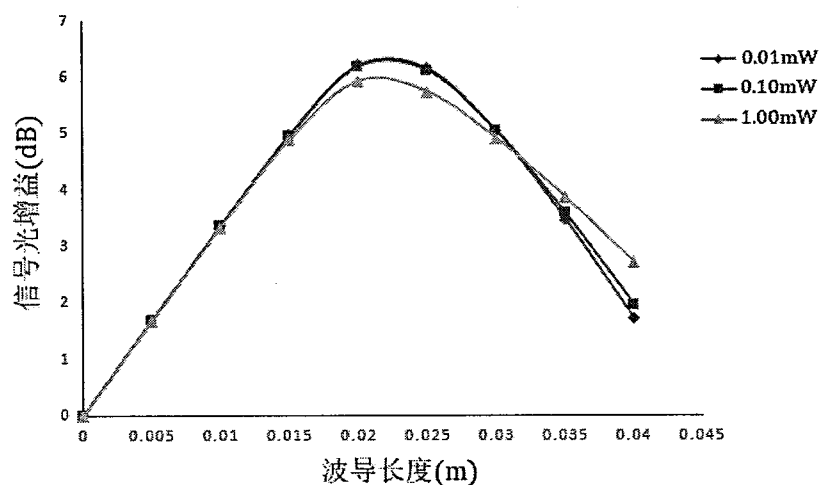


图 4.2 信号光增益随信号光功率和波导长度的变化

图中可以明显看出信号光增益有两部分变化, 随着波导长度的增加, 越来越多的 Er³⁺ 受激跃迁放出光子, 这个阶段的放大增益不断增长, 而当波导长度超过某一长度后, 增益不再增加甚至减小, 也就是在“最佳长度”处达到增益饱和, 这是由于此时掺杂的 Er³⁺ 总数目有限, 能激发的活性粒子逐渐减少。再比较小信号增益与大信号增益的情况, 前者放大过程需要的阈值条件较低, 所以在提供相同泵浦光激励的条件下, 获得的最大增益值明显高于后者。

(2) 信号光增益与泵浦光功率和波导长度的关系

图 4.3 为 Er^{3+} 浓度 $2.0 \times 10^{26} \text{m}^{-3}$ ，信号光功率 P_{s0} 为 1mW，分别计算泵浦光功率为 50mW、100mW、150mW 的信号光增益变化。

可见，前述中“最佳长度”在不同泵浦光功率的作用下也会改变。具体来说，在波导长度、掺杂浓度相同也就是待激发的离子数目相同时，提供的泵浦光功率越高，粒子数反转吸收的能量也就越高，信号光放大增益峰值也就越高，同时又由于单位体积内离子数相同，提供的能量需要被更多地离子吸收，所以 150mW 对应的“最佳长度”要大于 50mW，以便获得足够的离子数达到饱和增益。预期进一步增加泵浦光功率可以获得更高的饱和增益。

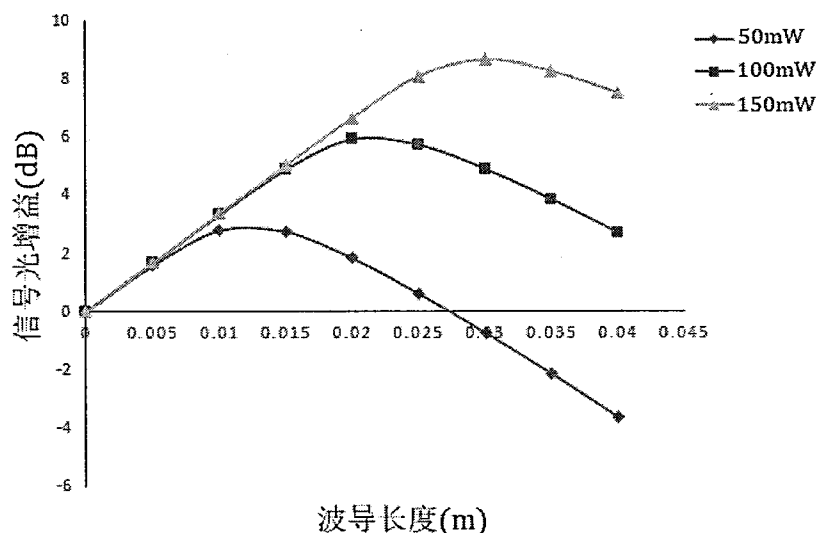


图 4.3 信号光增益随泵浦光功率和波导长度的变化

(3) 信号光增益与 Er^{3+} 掺杂浓度和波导长度的关系

最后，对 Er^{3+} 掺杂浓度进行讨论，设置信号光功率 P_{s0} 为 1mW，泵浦光功率 P_{p0} 为 100mW。图 4.4 中每个浓度都对应一个增益饱和点，且不同浓度间有差异，对于较大的 Er^{3+} 掺杂浓度，在饱和点之前同样波导长度下的增益更大，同时在相对较短的波导长度内就可以达到饱和，但由于此时信号光和泵浦光功率不变，总体来看，对信号光的放大作用并非最佳。对于稍小的浓度参数，虽然需要更长的波导长度来达到饱和，但饱和点对应的增益更大。

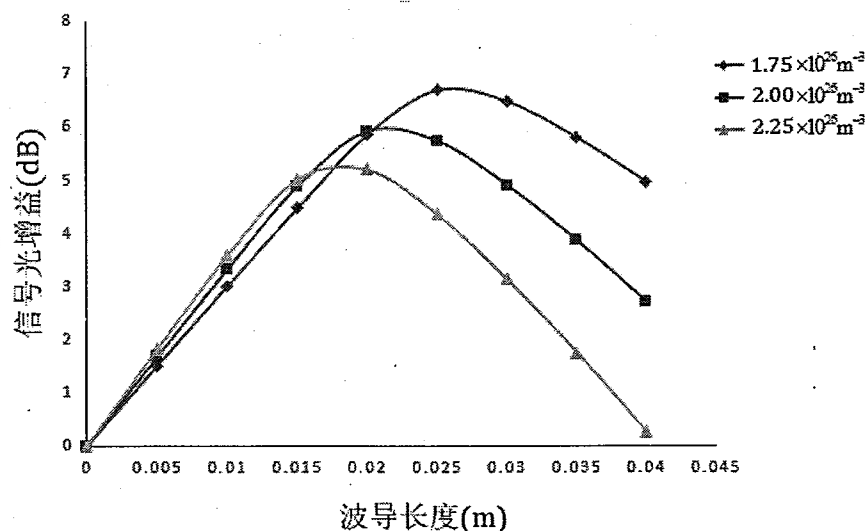


图 4.4 信号光增益随掺杂浓度和波导长度的变化

综合以上分析, 泵浦光功率和掺杂 Er^{3+} 的浓度以及波导长度都会对放大器的增益产生重要影响。在对光波导放大器的设计中, 当波导结构确定下来、材料参数也不变的条件下, 通过合理选择以上参数, 可以获得较好的放大性能。

在下一节的光放大器设计中, 放大介质区的参数为: 信号光选择 1550nm 波长且输入功率 $P_{s0}=1\text{mW}$, 泵浦光选择 980nm 波长且输入功率 $P_{p0}=100\text{mW}$, Er^{3+} 浓度 $2.0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$, 由图中可知在波导长度为 2cm 时可以达到该条件下的最大信号光增益, 约为 6dB。

4.2 980nm/1480nm 泵浦 GaN 波导光放大器的设计与仿真分析

本节在前一节对于 GaN 波导的放大特性和前一章中 GaN 耦合器仿真分析的基础上, 设计 GaN 波导光放大器, 分别各部分参数进行讨论, 并给出最优参数选择。图 4.5 为设计光放大器结构示意图, 由光纤与波导的输入耦合、980nm 与 1550nm 波长复用耦合、光波导放大区以及波导与光纤的输出耦合四个部分组成, 图 4.5 中为器件效果图, 输入输出端仅以一根光纤为例。

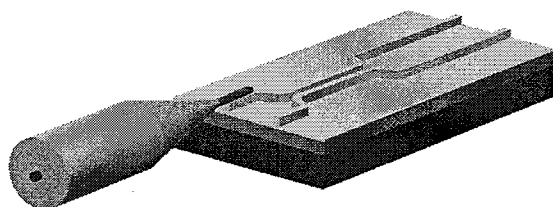


图 4.5 980nm/1480nm 泵浦 GaN 波导光放大器

4.2.1 光纤与 GaN 波导耦合损耗分析

将光波导应用在光纤通信中时必须考虑与光纤的有效连接。

(1) 光纤包层腐蚀长度与腐蚀轮廓的选择

光纤与脊形波导的耦合中,对于光纤部分,直接剥去光纤包层获得纤芯的过程中,包层折射率由 1.445 突变至空气折射率时同样会引发模式损耗,

下面将讨论采用腐蚀包层的方法获得渐变包层,并就不同腐蚀区长度产生的效果进行仿真。图 4.6 是腐蚀长度分别在 0mm、0.75mm、5mm 和 10mm 的耦合情况,图中右下角是腐蚀光纤的横截面轮廓。可以清楚地看到,对于常用的无腐蚀区直接耦合,即光纤到纤芯交界处存在突变时存在 20% 的耦合损耗。

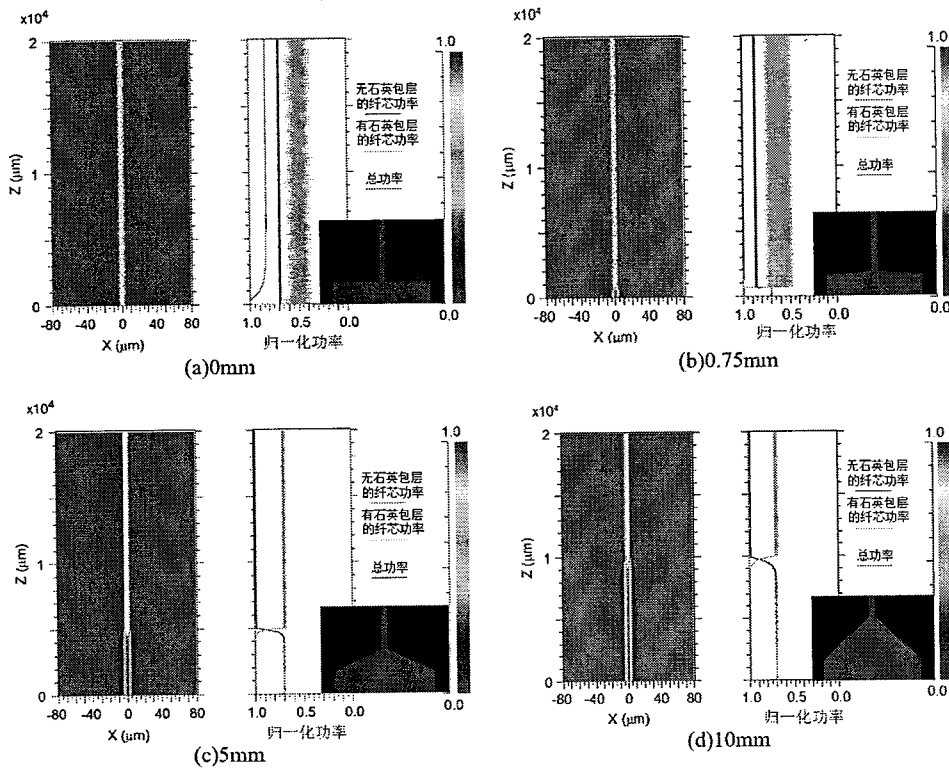


图 4.6 不同包层腐蚀长度下, 光纤到纤芯的耦合情况

(2) 光纤与波导端面耦合方式的选择

采用侧端面耦合的方式来减小模场不匹配对耦合效率的影响。目前常用的耦合方法为图 4.7(a)所示的端面直接耦合方法。

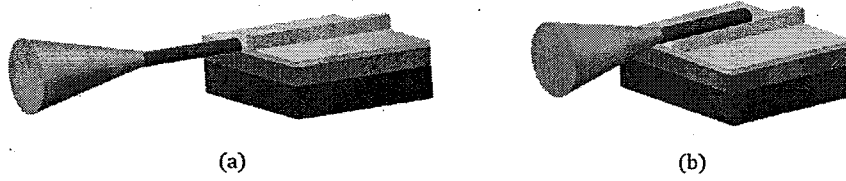


图 4.7 单模光纤与矩形波导耦合方式(a)末端面直接耦合(b)侧端面耦合

对于矩形波导, 当光纤纤芯与光波导芯区中心同轴对准并且两端面间距离等于零时, 理论上的单模光纤与波导的耦合效率可由下式计算得到^[83]:

$$\eta = \frac{4}{\left(\frac{W_x}{a} + \frac{a}{W_x}\right)\left(\frac{W_y}{b} + \frac{b}{W_y}\right)} \quad (4.7)$$

式中 W_x 、 W_y 分别为矩形波导基模在 x 、 y 方向上的模场半径, 即功率下降到 $1/e^2$ 时对应的光斑半径, a 、 b 分别是单模光纤的模场半径 (这里由于光纤的圆对称性, 有 $a=b$)。由式 4.7 看到波导与光纤纤芯接触端面的失配将是降低耦合效率的重要因素。在实际光波导器件的制作中, 波导和光纤纤芯的横截面一般是固定的, 因此能否实现端面精确对准是实际操作中最关键的问题。为解决这一问题, 实际应用中常利用透镜组聚焦、有源对准等方式, 但这无疑将增加系统的复杂度, 不利于集成化。这里参考侧端面耦合^[95], 利用波导侧面的消逝场效应进行光耦合, 这种方式降低了耦合效率对光纤-波导对准精度和模场匹配的要求。

以纤芯与脊形波导的耦合为例, 折射率参考 SMF-28 光纤, 纤芯 1.449, 包层 1.445, 纤芯半径为 $2\mu\text{m}$, 分别计算采用末端面直接对准和侧端面耦合两种方式下的最大耦合效率, 假设侧端面接触长度足够长, 结果如下图所示:

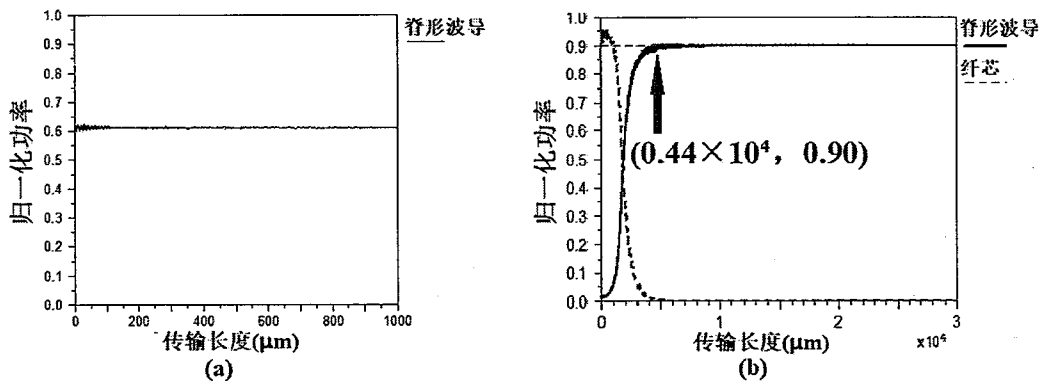


图 4.8 纤芯与脊形波导耦合效率比较(a)末端面耦合(b)侧端面耦合

由图 4.8 看到, 对于(a)中末端直接对准的耦合方式, 即便默认纤芯与波导中心完全对准, 也存在着 40%的耦合损耗; 而对于(b)中侧端面耦合, 在耦合距离足

够长的情况下，可以达到 90% 的最大耦合效率。并且相较于前一种方式，可以通过耦合距离来调控耦合效率，更具灵活性。

(3) 纤芯尺寸、纤芯与波导接触位置的选择

前述从光纤本身的耦合损耗、纤芯与波导端面耦合方式的角度进行了详细讨论，下面在裸芯与 GaN 波导侧端面耦合的前提下，进一步讨论纤芯尺寸的选择与两者相对位置这两个可控参数对耦合效率的影响。首先，GaN 脊形波导的尺寸与前述一致，纤芯半径选取常见的 $2\mu\text{m}$ 和 $3\mu\text{m}$ 单模光纤参数，由图 4.9 可以清楚地看到在相同耦合长度条件下，随着纤芯尺寸的增大，与 GaN 波导间的耦合逐渐困难，需要更大的耦合长度才能达到较高的耦合效率。

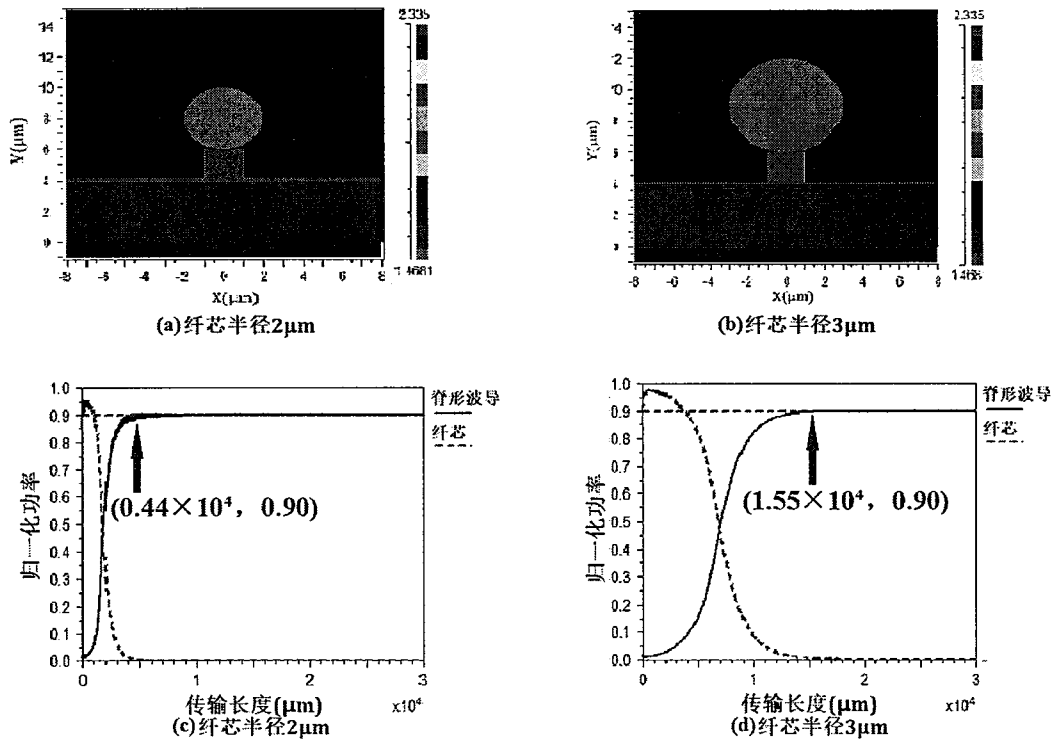


图 4.9 不同纤芯半径下，纤芯到脊形波导的耦合情况

接下来，选取以上结果中耦合效率最高的半径 $2\mu\text{m}$ 为纤芯半径，改变纤芯截面中心相对 GaN 脊形波导截面中心的水平距离，以及位于其侧边的情况，图 4.10 给出仿真结果，图 4.10(c) 中随着中心偏移量的增加，耦合效率明显降低，比较图 4.10(d) 与同尺寸下图 4.9(c) 中的耦合曲线，虽然置于侧边时接触面积增加了，但达到相同耦合效率所需的长度并未减小。

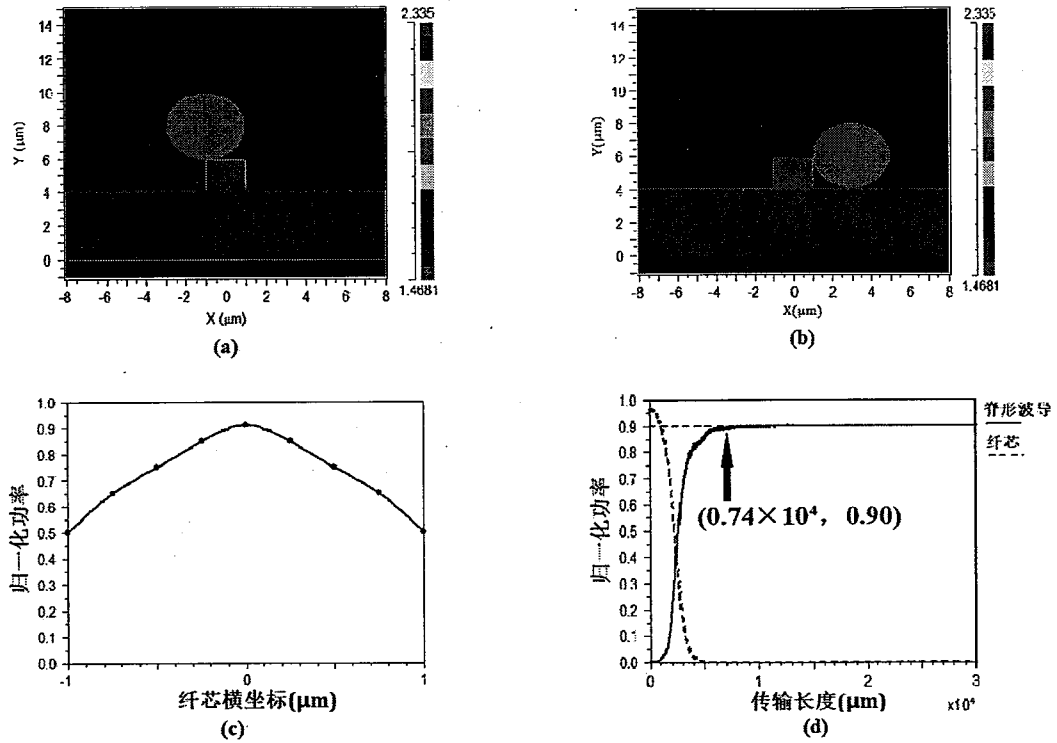


图 4.10 不同纤芯与波导接触位置下，纤芯到脊形波导的耦合情况

综合以上三个方面的分析，针对光纤与 GaN 脊形波导的耦合部分，我们选择参数为：采用半径 2μm 单模光纤，以腐蚀包层的方式减少光纤部分的损耗，腐蚀区长度 5mm 时理论上可以无损耗的耦合。将腐蚀过渡区之后的裸芯置于脊形波导的正上方，接触区长度 4.4mm，计算得到此长度下有 90% 的输入功率耦合至 GaN 波导中。

4.2.2 980/1480nm 泵浦光与信号光耦合区设计

由于光放大部分需要的信号光与泵浦光波长不同，进而导致波导间的耦合距离不同，所以需要设计一个波长复用耦合器，使得两束入射光可以以较大的耦合效率在掺铟 GaN 波导输入端汇合，下面将通过仿真来选取合适的波导间距和耦合区长度。组成波长复用的两根直波导仍选择与前述 GaN 波导一致的结构和尺寸，分别对 980nm 泵浦光，间隔 0.8μm、1.0μm 和 1.2μm，以空气和 PMMA 为包层的耦合情况作比较，结果如图 4.11 所示。

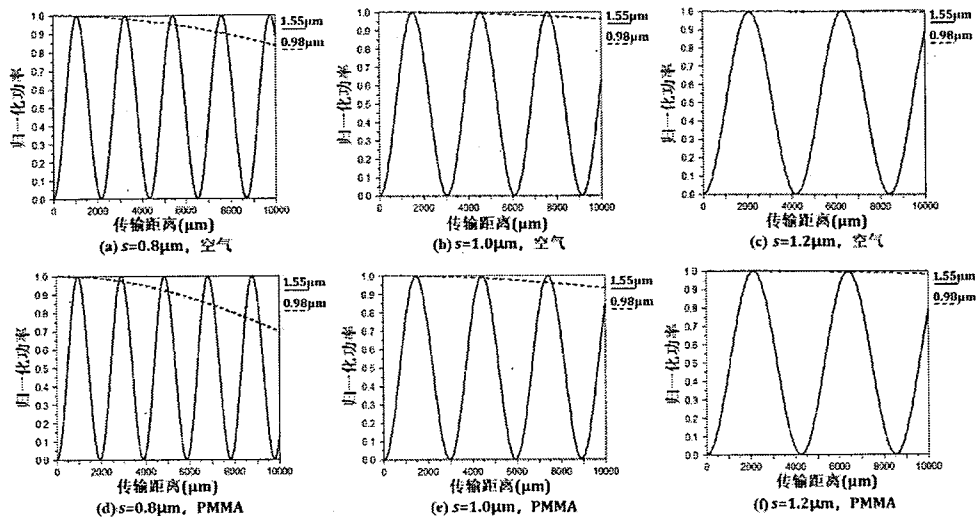


图 4.11 980nm 泵浦光与 1550nm 信号光在不同包层、不同波导间距条件下的耦合情况

可以看到，980nm 波长下完全耦合到另一根波导所需的耦合距离远大于 1550nm 波长。进一步讨论变化规律，首先比较(a)(b)(c)图，在同种包层下随着波导间距的增加，两波长在同一波导中同时达到完全耦合所需的距离增加，分别为 1091.4 μm 、1533.9 μm 和 2094.4 μm 。其次，(b)(e)图中，同一间距下，涂覆 PMMA 包层后需要的耦合距离减小到 1504 μm 。这里选择空气包层、间隔 1 μm 、耦合距离 1533.9 μm ，作为 980nm 泵浦光与 1550nm 信号光波长复用耦合器的设计参数。

同样方法也可以计算选择 1480nm 泵浦光激励时需要的耦合距离如图 4.12 所示，由于图中两波长的耦合曲线接近，完全耦合重合点的长度不易确定，这里只选取了包含半功率耦合点的长度范围，得到的规律与 980nm 泵浦光类似，在此不做赘述。

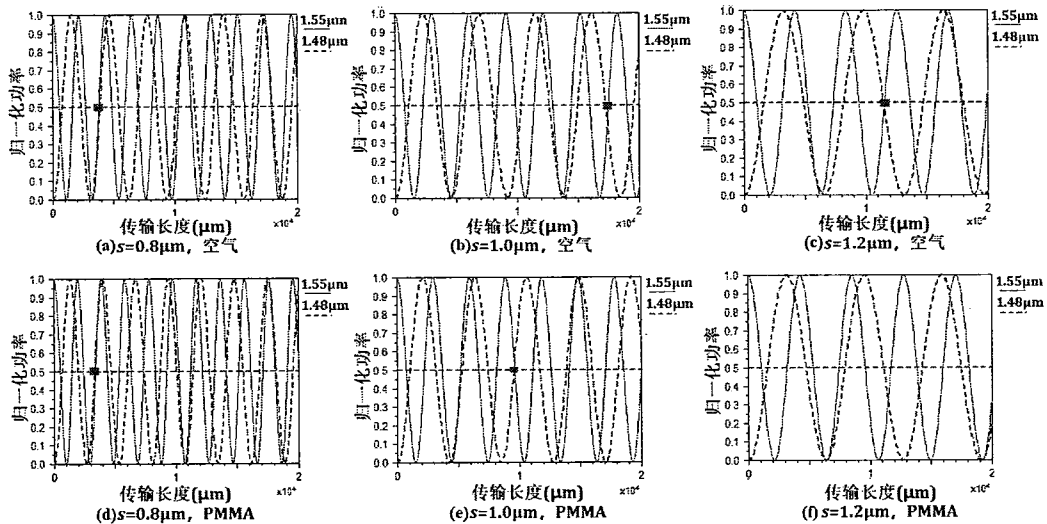


图 4.12 1480nm 泵浦光与 1550nm 信号光在不同包层、不同波导间距条件下的耦合情况

至此，对于铟镱共掺 GaN 波导光放大器的参数设计已经完成，具体各部分的设计通过平面结构图进行说明：

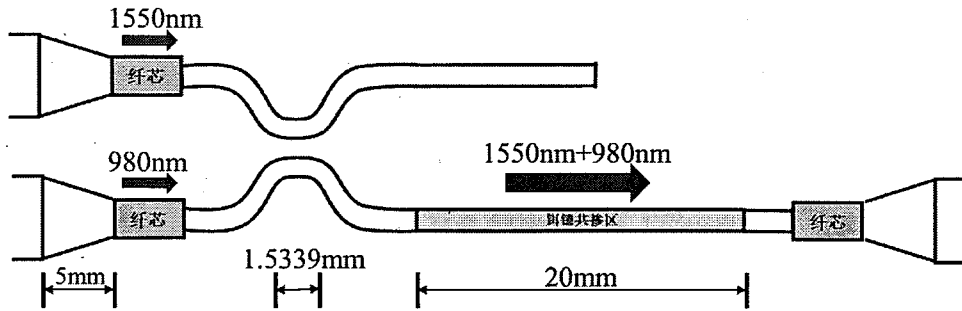


图 4.13 铟镱共掺 GaN 光波导放大器平面示意图

- (1) 1 区输入端：单模光纤半径 $2\mu\text{m}$ ，腐蚀区长度 5mm ，腐蚀过渡区之后的裸芯位于脊形波导的正上方，接触区长度 4.4mm ，此结构设计下两根波导中各有 90% 的入射光功率可以进入 2 区；
- (2) 2 区耦合区：空气包层、间隔 $1\mu\text{m}$ 、耦合区长度 1.5339mm ，此长度下 980nm 和 1550nm 波长可以无损耗的进入 3 区；
- (3) 3 区放大区： 1550nm 波长信号光输入功率为 1mW ， 980nm 波长泵浦光输入功率为 100mW ，浓度 $2.0 \times 10^{26}\text{m}^{-3}$ ，放大区波导长度为 20mm 时可以获得的最大信号光增益为 6dB ；
- (4) 4 区输出端：与输入端参数一致。

4.3 本章小结

本章针对 GaN 脊形波导在有源器件的应用，利用 Yb^{3+} 在放大介质中对 Er^{3+} 的促进作用，计算了 Yb^{3+} - Er^{3+} 共掺条件下 GaN 波导的光放大增益，通过分析不同输入功率和 Er^{3+} 浓度条件下的增益曲线，选取合适的参数。接下来，设计了完整的放大器输入、耦合、放大、输出等部分的结构，输入输出区采用腐蚀包层后与 GaN 脊形波导侧端面接触以减小这部分连接产生的损耗。双波长复用耦合区长度为 1.5339mm 、放大区长度为 20mm 、 Er^{3+} 浓度 $2.0 \times 10^{26}\text{m}^{-3}$ 时，理论上可实现 980nm 与 1550nm 波长光的 100% 耦合与 6dB 的信号光增益。

第5章 总结

本文工作基于 GaN 波导的材料优势, 结合具有光敏特性的偶氮苯聚合物, 设计和仿真分析了适用于波分复用系统的一系列光波导器件。

首先综述了 GaN 与其他集成工艺中常用的材料相比, 对器件结构的小型化、性能的稳定性等方面的积极影响。总结国内外研究团队在 GaN 光波导方面的研究进展和取得的成果, 以及 GaN 与聚合物材料复合的典型实例, 为后续工作提供参考依据。

之后建立了 GaN 脊形波导的理论模型, 采用有效折射率法给出不同偏振波导模式满足的特征方程。在理论模型的基础上, 通过计算选取合理的波导参数。同时, 介绍了新型功能性偶氮苯聚合物材料的光致异构和光致取向, 以及灵活可控的折射率动态调制特性, 作为后续设计的基础。

在理论模型的基础上, 针对 GaN 脊形波导在无源器件与波分复用中的应用, 首先建立 GaN 定向耦合器的计算模型, 接着利用偶氮苯光敏聚合物的光致折射率改变, 在定向耦合器中引入周期结构。仿真结果显示, 对于 1550nm 波长的光, 有 40% 的能量从入射波导反向耦合到另一根波导中。同时, 利用阵列波导光栅的理论模型, 设计了基于 GaN 波导、中心波长 1550nm、间隔 1.6nm 的阵列波导光栅。

最后, 针对 GaN 脊形波导在有源器件的应用, 计算了 Yb³⁺-Er³⁺共掺条件下 GaN 波导的光放大增益, 接下来, 设计了完整的放大器输入、耦合、放大、输出等部分的结构, 当输入、输出端采用腐蚀光纤与 GaN 波导侧端面接触方式, 双波长耦合区采用空气包层、间隔 1 μ m、长度 1.5339mm, 放大区长度为 20mm、Er³⁺浓度 $2.0 \times 10^{26} \text{m}^{-3}$ 时, 可实现 980nm 与 1550nm 波长光的 100% 耦合与 6dB 的信号光增益。

以上, 本文分别从无源和有源波导的角度, 设计了基于 GaN 脊形波导的阵列波导光栅和 Yb³⁺-Er³⁺共掺光放大器, 结合光敏聚合物的光致异构特性设计了具有波长选择性的定向耦合器, 并通过仿真验证了设计结构的可行性。总体来说, 以上工作内容为 GaN 与聚合物的优势互补提供了新思路, 也为 GaN 在集成光学波分复用领域的应用提供了新的实现方案。

在后续的工作中, 一方面可以从光敏聚合物的光致双折射特性出发, 设计偏振相关的分束器、光学开关等功能性器件, 另一方面也可以对本文中的 GaN 阵列波导器件进行性能优化, 进一步减小器件尺寸和通道串扰, 以适应于实际的平面光子集成。